

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

В.И. Наумов

**Физические основы безопасности
ядерных реакторов**

Учебное пособие

2-е издание, исправленное и дополненное

*Рекомендовано УМО “Ядерные физика и технологии”
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2013

УДК 621.039.51 (075)
ББК 31.46 я7
Н 34

Наумов В.И. **Физические основы безопасности ядерных реакторов:**
Учебное пособие. 2-е изд., испр. и доп. М.: НИЯУ МИФИ. 2013. 148 с.

Пособие написано на основе курса лекций "Динамика и безопасность ядерных реакторов", читаемого в МИФИ. Основное внимание уделено нестационарным процессам и особенностям их протекания в различных условиях, физической природе обратных связей, влияющих на динамику реактора, количественной оценке коэффициентов и эффектов реактивности, проблеме устойчивости. Наряду с точечной моделью анализируются пространственно-временные процессы в реакторах. На основе модели Нордгейма – Фукса рассмотрено поведение реактора при больших скачках реактивности. Приведено описание остаточного энерговыделения и возможных физико-химических процессов, сопутствующих аварийным ситуациям. Обсуждается опыт крупных аварий на ядерных реакторах и концепция внутренней безопасности.

Предназначено для студентов, специализирующихся в области физики ядерных реакторов и энергетических установок.

Рецензент: доктор физико-математических наук,
профессор Загребяев А.М.

ISBN 978-5-7262-1861-8

- © *В.И. Наумов, 2003, 2013*
- © *Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2003*
- © *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 2013*

Редактор М.В. Макарова

Подписано в печать 05.09.2013. Формат 60х84 1/16
Уч.-изд. л. 9,25. Печ. л. 9,25. Тираж 155 экз.
Изд. № 002-1. Заказ № 125.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
Типография НИЯУ МИФИ.
115409, Москва, Каширское ш.,31

О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение	4
1. Кинетика реактора	6
1.1. "Точечная" модель кинетики без учета запаздывающих нейтронов	6
1.2. Запаздывающие нейтроны	10
1.3. "Точечная" модель с учетом запаздывающих нейтронов	12
1.4. Модель с одной эффективной группой эмиттеров запаздывающих нейтронов	17
1.5. Модель с шестью группами эмиттеров запаздывающих нейтронов	23
1.6. Приближение "мгновенного скачка"	28
1.7. Линейное изменение реактивности	30
1.8. Управление реактором по заданному закону изменения мощности	35
1.9. Подкритический реактор с внешним источником нейтронов	37
1.10. Пространственная кинетика. Обоснование "точечной" модели кинетики	42
1.11. Анализ пространственно-временных процессов на примере плоской одномерной модели реактора	47
2. Динамика реактора ("точечная" модель)	54
2.1. Обратные связи в реакторе. Основные понятия и определения	54
2.2. Коэффициенты реактивности по физическим параметрам активной зоны	59
2.3. Модели динамики и особенности нестационарных процессов в реакторах при наличии обратных связей	78
2.4. Устойчивость реактора	91
3. Отравление ксеноном и пространственная неустойчивость поля энерговыделения в реакторе	101
4. Большие скачки реактивности	113
5. Остаточное энерговыделение и вторичные экзотермические процессы в реакторах	121
6. Образование биологически значимых радионуклидов при работе реактора	127
7. Опыт крупных аварий на ядерных реакторах	131
8. О концепции внутренней (естественной) безопасности ядерных реакторов	137
Заключение	143
Задачи и упражнения	144
Список литературы	148

ВВЕДЕНИЕ

Ядерная энергетика как отрасль представляет собой совокупность производственных звеньев – от добычи ядерного топлива до ликвидации отходов, обладающих своей спецификой и характеризующихся различной степенью опасности. В широком смысле главная специфическая особенность ядерной энергетики – ее потенциальная радиационная опасность, способная проявить себя как непосредственно в ходе того или иного технологического процесса, так и спустя значительный промежуток времени. Радиационная опасность связана как с наличием естественных радионуклидов, сопутствующих урану и торию, добываемых из недр, и являющихся продуктами их радиоактивного распада, так и, в значительно большей мере, с радиоактивными продуктами деления и захвата нейтронов, образующимися в ядерных реакторах. Проблема радиационной безопасности возникает на всех этапах топливного цикла ядерной энергетики и решается в соответствии со спецификой тех или иных производственных процессов.

Одним из наиболее ответственных с точки зрения радиационной опасности звеньев системы ядерной энергетики являются собственно производители энергии – ядерные энергетические установки (ЯЭУ). Как правило, ядерные энергетические реакторы характеризуются высокой плотностью энерговыделения, высокими температурами, высоким давлением теплоносителя, большим количеством радиоактивных продуктов деления в топливе. Проблема радиационной безопасности при нормальной эксплуатации ЯЭУ решается средствами биологической защиты; наличием фильтров, ограничивающих выброс радионуклидов в окружающую среду; нормированием условий работы производственного персонала; созданием санитарных зон с повышенным контролем и ограничениями на проживание населения. Как в любом техническом устройстве, в ЯЭУ могут возникать условия, приводящие к нарушению нормальной эксплуатации (технические отказы, ошибки персонала и пр.). Концепция безопасности ЯЭУ при нарушении нормальных условий эксплуатации состоит в том, чтобы при любом инциденте не допустить или, в крайнем случае, максимально ограничить разрушение топлива и попадание большого количества радионуклидов, превышающего установленные допустимые пределы, в окружающую среду. Специфика ЯЭУ как источника энергии и одновременно источника радиационной

опасности приводит к кругу проблем, объединяемых понятием *ядерной безопасности*.

В "Общих положениях обеспечения безопасности атомных станций" (ОПБ-88/97) [10] даны определения понятий "безопасность атомной станции (АС)" и "ядерная авария":

Безопасность АС, ядерная, радиационная – свойство АС при нормальной эксплуатации и нарушениях нормальной эксплуатации, включая аварии, ограничивать радиационное воздействие на персонал, население и окружающую среду установленными пределами.

Ядерная авария – авария, связанная с повреждением твэлов, превышающим установленные пределы безопасной эксплуатации, и/или облучением персонала, превышающим разрешенные пределы, вызванная нарушением контроля и управления цепной ядерной реакцией деления в активной зоне реактора, возникновением критичности при перегрузке, транспортировании и хранении твэлов, нарушением теплоотвода от твэлов, другими причинами, приводящими к повреждению твэлов.

Как следует из определения ядерной аварии, одна из основных ее причин – нарушение баланса между тепловыделением и теплоотводом, способное привести к разрушению топлива.

Хотя в истории ядерной энергетики имели место инциденты с тяжелыми последствиями, произошедшие на заглушенных реакторах (Виндскейл, Англия, 1957 г.; Три-Майл-Айленд, США, 1979 г.; Фукусима, 2011 г.), наибольшую тревогу вызывает потенциальная возможность неуправляемого разгона реактора с разрушением активной зоны и выбросом большого количества радиоактивных продуктов. Единственная авария такого рода с катастрофическими последствиями произошла в 1986 г. на Чернобыльской АЭС.

Цель настоящего пособия – дать представление об основных физических свойствах и особенностях процессов в ядерных реакторах, важных для обоснования их безопасности. При подготовке пособия были использованы материалы монографий и учебных пособий [1–9], а также разработки автора.

Нарушение баланса между энерговыделением и теплоотводом наиболее вероятно в нестационарных процессах. Поэтому анализ нестационарных процессов в реакторах составляет основную часть предла-

гаемого курса. Приводятся различные аспекты нестационарных процессов:

кинетика реактора – поведение реактора при внешних возмущениях реактивности;

динамика реактора – нестационарное поведение реактора при учете изменения физических свойств активной зоны, влияющих на размножающие свойства реактора (обратные связи);

устойчивость полей энерговыделения;

разгон на мгновенных нейтронах.

Рассматриваются также остаточное энерговыделение за счет радиоактивного распада осколков деления и другие процессы, сопровождающиеся выделением энергии.

Основное внимание в пособии уделяется эффектам, сопутствующим работе и наиболее характерным для реакторов на тепловых нейтронах, составляющих основу современной ядерной энергетики.

1. КИНЕТИКА РЕАКТОРА

1.1. “Точечная” модель кинетики без учета запаздывающих нейтронов

Стационарное состояние реактора возможно в двух случаях:

1) эффективный коэффициент размножения $k_{эф} = 1$;

2) эффективный коэффициент размножения $k_{эф} < 1$, но в реакторе присутствует внешний источник нейтронов S .

Под $k_{эф}$ подразумевается отношение числа нейтронов n -го поколения к числу нейтронов $(n - 1)$ -го поколения в реакторе конечного размера без внешнего источника. Любое изменение $k_{эф}$ приводит к возникновению нестационарного процесса. Рассмотрим простейшие модели нестационарных процессов при следующих допущениях:

ограничимся “точечным” приближением, основанным на предположении, что пространственная зависимость распределения плотности потока нейтронов и плотности внешнего источника нейтронов одинакова и не меняется во времени, что позволяет разделить временную и пространственные переменные;

ограничимся одnogрупповым приближением, считая, что энергетическое распределение нейтронов, а следовательно, и все сечения взаимодействия остаются постоянными при изменении плотности нейтронов во времени.

Рассмотрим сначала самую простую модель кинетики без учета запаздывающих нейтронов. Нестационарное уравнение для этой модели можно представить в виде:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi(\vec{r}, t)}{\partial t} = D \nabla^2 \varphi(\vec{r}, t) - \Sigma_a \varphi(\vec{r}, t) + k_\infty \Sigma_a \varphi(\vec{r}, t) + S^*(\vec{r}, t), \quad (1.1)$$

где $\varphi(r, t)$ – плотность потока нейтронов как функция времени и координаты; D – коэффициент диффузии; Σ_a – макросечение захвата нейтронов; k_∞ – коэффициент размножения бесконечной размножающей среды; $S^*(\vec{r}, t)$ – плотность внешнего источника нейтронов, не связанного с реакцией деления (радиоактивный распад, спонтанное деление, фотонейтронные реакции, (α, n) -реакции, искусственные источники и пр.).

Предполагая возможность разделения переменных, представим функции координаты и времени в виде:

$$\varphi(\vec{r}, t) = \Phi(t) \Psi(\vec{r}), \quad S^*(\vec{r}, t) = S(t) \Psi(\vec{r}), \quad \Phi(t) = n(t)v.$$

Функция $\Psi(\vec{r})$ может быть определена как собственная функция волнового уравнения Гельмгольца, соответствующая наименьшему собственному числу α^2 краевой задачи с нулевыми условиями на границе:

$$\nabla^2 \Psi(\vec{r}) + \alpha^2 \Psi(\vec{r}) = 0, \quad \Psi(\vec{R}) = 0. \quad (1.2)$$

В уравнении (1.1) оператор ∇^2 действует только на функцию $\Psi(\vec{r})$. Заменяя $\nabla^2 \Psi(\vec{r})$ на $-\alpha^2 \Psi(\vec{r})$ и сокращая $\Psi(\vec{r})$ во всех слагаемых, получим уравнение для временной зависимости плотности нейтронов:

$$\frac{dn(t)}{dt} = -(D\alpha^2 + \Sigma_a)vn(t) + k_\infty \Sigma_a vn(t) + S(t). \quad (1.3)$$

Как легко убедиться, произведение $\Sigma_a v$ есть величина, обратная времени жизни нейтронов в бесконечной среде с сечением поглощения Σ_a . Обозначим $(\Sigma_a v)^{-1}$ через Λ_0 . Вынося Σ_a в первом слагаемом справа за скобки и учитывая, что в соответствии с существующим определением $\frac{D}{\Sigma_a} = L^2$ (квадрат длины диффузии), получим:

$$\frac{dn(t)}{dt} = -(1 + \alpha^2 L^2) \frac{n(t)}{\Lambda_0} + k_\infty \frac{n(t)}{\Lambda_0} + S(t). \quad (1.4)$$

Величина $\frac{1}{1 + \alpha^2 L^2}$ в одногрупповой модели есть вероятность нейтронам избежать утечки. Соответственно, эффективный коэффициент размножения $k_{\text{эф}} = \frac{k_\infty}{1 + \alpha^2 L^2}$, а величина $\Lambda' = \frac{\Lambda_0}{1 + \alpha^2 L^2}$ есть время жизни нейтронов в конечной системе с утечкой. С учетом введенных определений легко получить следующее уравнение:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{k_{\text{эф}} - 1}{\Lambda'} n(t) + S(t). \quad (1.5)$$

Введем еще одно понятие – время генерации $\Lambda = \frac{\Lambda'}{k_{\text{эф}}}$ как время, необходимое для восстановления числа нейтронов, исчезнувших в предыдущем поколении. С учетом этого определения уравнение (1.5) преобразуется к виду:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho}{\Lambda} n(t) + S(t). \quad (1.6)$$

где $\rho = \frac{k_{\text{эф}} - 1}{k_{\text{эф}}}$ – реактивность реактора.

Рассмотрим несколько типичных ситуаций.

1. Реактивность $\rho = 0$ ($k_{\text{эф}} = 1$), $S = 0$. В этом случае $\frac{dn}{dt} = 0$, реактор стационарен, плотность нейтронов постоянна и равна произвольной величине.

2. Реактивность $\rho < 0$, ($k_{эф} < 1$), плотность источника S конечна и постоянна во времени. В этом случае реактор стационарен, а плотность нейтронов пропорциональна мощности источника:

$$n = \frac{\Lambda S}{-\rho}. \quad (1.7)$$

Приведенное соотношение лежит в основе контроля приближения к критическому состоянию методом обратного счета. В этом же выражении заложена потенциальная возможность управления плотностью нейтронов (а в конечном счете – мощностью подкритического реактора) с помощью внешнего источника.

3. Реактивность $\rho = 0$, а плотность источника S конечна и постоянна.

В этом случае реактор не стационарен, $\frac{dn(t)}{dt} = S$, а плотность нейтронов в нем возрастает по линейному закону:

$$n(t) = n_0 + St. \quad (1.8)$$

4. Реактивность $\rho > 0$, источник отсутствует. В этом случае уравнение (1.6) принимает вид:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho}{\Lambda} n, \quad (1.6a)$$

а решение:
$$n(t) = n_0 e^{\frac{\rho}{\Lambda} t}. \quad (1.9)$$

В последнем случае имело бы место экспоненциальное увеличение плотности нейтронов с периодом $T = \frac{\Lambda}{\rho}$. Типичный диапазон времени жизни нейтронов (а следовательно, и близкого по величине времени генерации) в зависимости от типа реактора составляет от 10^{-3} до 10^{-6} с. Даже в самом благоприятном случае, при $\Lambda = 10^{-3}$ с, реактивность $\rho = 0,001$ привела бы к быстрому разгону реактора с периодом $T = 1$ с, т.е. к увеличению плотности нейтронов и соответственно мощности реактора в e раз за секунду. В реакторе с временем генерации 10^{-4} с при той же введенной реактивности мощность в течение 1 с возрастала бы в

e^{10} раз. Управление такими устройствами с помощью изменения реактивности было бы практически невозможно.

К счастью, природа создала удивительный феномен в виде запаздывающих нейтронов, который коренным образом изменил ситуацию с возможностью управления цепной реакцией деления.

1.2. Запаздывающие нейтроны

Некоторые нуклиды, образующиеся в результате деления тяжелых ядер (изотопы брома, иода, ксенона, криптона, цезия и др.), оказываются пересыщенными нейтронами и испускают избыточные нейтроны в результате радиоактивного распада с периодами, существенно превышающими время жизни мгновенных нейтронов (от долей секунды до десятков секунд). Относительная доля запаздывающих нейтронов невелика, существенно меньше 1 %, и зависит от типа разделившегося ядра. В табл. 1.1 приведены доли запаздывающих нейтронов по отношению к полному выходу вторичных нейтронов для данного делящегося изотопа при делении тепловыми нейтронами.

Таблица 1.1

Нуклид	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu
Выход запаздывающих нейтронов β	0,00266 (0,266 %)	0,0065 (0,65 %)	0,00212 (0,21 %)	0,0053 (0,53 %)

Поскольку число ядер-эмиттеров запаздывающих нейтронов довольно велико, и они имеют большой диапазон характерных времен жизни (периодов полураспада), для решения практических задач ядра-эмиттеры объединяют в группы с близкими по величине периодами. Обычно используют шесть групп ядер-эмиттеров. В табл. 1.2 приведены групповые характеристики ядер-эмиттеров для основных делящихся нуклидов урана-235, плутония-239 и урана-233 при делении тепловыми нейтронами.

В таблице приведены: период полураспада $T_{1/2}$, постоянная распада λ , время жизни $\tau = 1/\lambda$ и относительный выход β_i/β для каждой из групп. Имеются незначительные отличия в групповых характеристиках ядер-эмиттеров при делении быстрыми нейтронами. Нуклиды уран-238

и торий-232 делятся только быстрыми (надпороговыми) нейтронами. Выход запаздывающих нейтронов для этих нуклидов составляет, соответственно, 1,61 и 2,28 %.

Таблица 1.2

N	$T_{1/2}, \text{с}$	$\lambda, \text{с}^{-1}$	$\tau, \text{с}$	β_i/β
Уран-235				
1	55,72	0,0124	80,6	0,033
2	22,72	0,0305	32,8	0,219
3	6,22	0,111	9,0	0,196
4	2,30	0,301	3,3	0,395
5	0,61	1,14	0,88	0,115
6	0,23	3,01	0,33	0,042
Плутоний-239				
1	54,28	0,0128	78,12	0,035
2	23,04	0,0301	33,22	0,298
3	5,60	0,124	8,06	0,211
4	2,13	0,325	3,07	0,326
5	0,62	1,12	0,89	0,086
6	0,26	2,69	0,37	0,044
Уран-233				
1	55,00	0,0126	79,36	0,086
2	20,57	0,0337	29,67	0,299
3	5,00	0,139	7,19	0,252
4	2,13	0,325	3,08	0,278
5	0,615	1,13	0,88	0,051
6	0,277	2,50	0,40	0,034

Главная особенность запаздывающих нейтронов состоит в том, что они рождаются в результате радиоактивного распада ядер-эмиттеров, и их средняя энергия при рождении существенно ниже, чем у мгновенных нейтронов. Если у мгновенных нейтронов средняя энергия составляет около 2 МэВ, то у запаздывающих она порядка 0,5 МэВ. Это означает, что запаздывающие нейтроны не могут вызвать деление нуклидов (урана-238 и тория-232) с пороговым сечением. С другой стороны, запаздывающие нейтроны, имея более низкую энергию, имеют несколько большую вероятность избежать утечки при замедлении. Эти особенности должны учитываться при анализе процессов с участием запаздывающих нейтронов.

Среднее время жизни ядер-эмиттеров для перечисленных нуклидов в стационарном режиме, а по существу среднее время запаздывания при

рождении запаздывающих нейтронов, $\bar{\tau} = \sum_i \frac{\beta_i}{\beta} \tau_i$ для урана-235 равно 13,07 с, для плутония-239 – 15,43 с, для урана-233 – 18,42 с. Соответственно, средние величины постоянной распада $\bar{\lambda}$ равны 0,0765, 0,0648, 0,0543 с⁻¹.

1.3. "Точечная" модель с учетом запаздывающих нейтронов

Рассмотрим более адекватную модель кинетики реактора с учетом запаздывающих нейтронов. Уравнение, описывающее нестационарный процесс в реакторе, аналогично уравнению (1.1), за исключением того, что мгновенные и запаздывающие нейтроны представлены в виде отдельных слагаемых:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi(\vec{r}, t)}{\partial t} = D \nabla^2 \varphi(\vec{r}, t) - \Sigma_a \varphi(\vec{r}, t) + k_\infty (1 - \beta) \Sigma_a \varphi(\vec{r}, t) + \sum_i \lambda_i C_i^*(\vec{r}, t) + S^*(\vec{r}, t). \quad (1.10)$$

Уравнение для концентрации ядер-эмиттеров i -й группы $C_i^*(\vec{r}, t)$ имеет вид:

$$\frac{\partial C_i^*(\vec{r}, t)}{\partial t} = k_\infty \beta_i \Sigma_a \varphi(\vec{r}, t) - \lambda_i C_i^*(\vec{r}, t). \quad (1.11)$$

Далее, предполагая возможность разделения переменных в функциях плотности потока нейтронов и концентрации ядер-эмиттеров: $C_i^*(\vec{r}, t) = C_i(t) \Psi(\vec{r})$, и используя определения из п. 1.1, уравнение (1.10) легко привести к виду:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n(t) + \sum_i \lambda_i C_i(t) + S(t). \quad (1.12)$$

Уравнение для i -й группы ядер-эмиттеров после соответствующих преобразований принимает вид:

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t). \quad (1.13)$$

Уравнения (1.12) и (1.13) образуют классическую систему уравнений "точечной" кинетики, используемую для анализа нестационарных процессов. Подчеркнем еще раз, что условием получения уравнений "точечной" кинетики было разделение переменных, т.е. полное подобие и независимость от времени пространственных распределений плотности нейтронов и концентрации ядер-эмиттеров.

Уравнения кинетики в данном случае были получены на основе простой модели реактора с одной группой нейтронов, которую условно можно назвать "моделью мгновенного замедления". Мы воспользовались этой моделью при установлении связи между эффективным коэффициентом размножения $k_{эф}$ и коэффициентом размножения бесконечной среды k_{∞} :

$$k_{эф} = \frac{k_{\infty}}{1 + \alpha^2 L^2} = k_{\infty} P ,$$

где P – вероятность избежать утечки. Можно показать, что уравнения кинетики (1.12), (1.13) по форме универсальны и могут быть получены на основе любой более сложной модели реактора. Разница будет только в выражении количественной связи между $k_{эф}$ и k_{∞} , а по существу в количественном выражении вероятности избежать утечки P . Так, в модели с двумя группами нейтронов

$$P = \frac{1}{(1 + \alpha^2 L^2)(1 + \alpha^2 \tau)} \approx \frac{1}{1 + \alpha^2 M^2} ,$$

где τ – возраст; M^2 – площадь миграции нейтронов. В диффузионно-возрастном приближении $P = \frac{e^{-\alpha^2 \tau}}{1 + \alpha^2 L^2}$. В дальнейшем будем полагать, что модель, лежащая в основе уравнений кинетики, соответствует специфике реактора и дает корректную оценку изменений $k_{эф}$ и реактивности ρ .

Обратимся далее к анализу особенностей, связанных с запаздывающими нейтронами. В п. 1.2 было отмечено, во-первых, что относительная доля запаздывающих нейтронов существенно различна у разных делящихся нуклидов и, во-вторых, запаздывающие нейтроны рождаются при меньшей энергии, чем мгновенные нейтроны. В топливе энергетических реакторов, содержащем воспроизводящий материал, обычно

присутствует несколько делящихся нуклидов. Более того, относительные концентрации делящихся нуклидов могут изменяться во времени по мере выгорания топлива. Средняя относительная доля запаздывающих нейтронов для смеси делящихся нуклидов может быть найдена из следующего соотношения:

$$\bar{\beta} = \frac{\sum_j v_f^j c^j \sigma_f^j \beta^j}{\sum_j v_f^j c^j \sigma_f^j}, \quad (1.14)$$

где c^j – ядерная концентрация j -го делящегося нуклида; σ_f^j – соответствующее микросечение деления; v_f^j – число вторичных нейтронов на акт деления, β^j – относительный выход запаздывающих нейтронов для j -го нуклида. Аналогичным образом могут быть получены средние относительные выходы для каждой из групп эмиттеров $\bar{\beta}_i$. При этом должно выполняться соотношение: $\bar{\beta} = \sum_i \bar{\beta}_i$.

Особенности, связанные с различной энергией рождающихся запаздывающих и мгновенных нейтронов, приводят к необходимости учета их относительной ценности по отношению к продолжению цепной реакции путем введения эффективной доли запаздывающих нейтронов $\beta_{эф}$, несколько отличающейся от физической величины β . Существуют формальные методы оценки эффективной доли запаздывающих нейтронов, использующие аппарат сопряженных функций (см., например, [8, 9]). В данном пособии ограничимся простой оценкой $\beta_{эф}$, основанной на очевидных физических соотношениях и применимой к реакторам на тепловых нейтронах. Поскольку запаздывающие нейтроны не могут вызвать деление нуклидов с пороговым сечением деления, количество вторичных нейтронов на акт деления запаздывающим нейтроном: $\eta\phi\theta = k_\infty / \mu$. Но запаздывающие нейтроны имеют меньшую вероятность утечки в процессе замедления. Отношение вероятностей избежать утечки для запаздывающих и мгновенных нейтронов можно представить в приближении диффузионно-возрастной модели в ви-

де: $\frac{P_{\text{зап}}}{P_{\text{МГН}}} = \frac{e^{-\alpha^2 \tau_{\text{зап}}}}{e^{-\alpha^2 \tau_{\text{МГН}}}} = e^{\alpha^2 \Delta\tau}$, где $\Delta\tau$ – разница в возрасте мгновенных и

запаздывающих нейтронов. Окончательно, отношение $\beta_{\text{эф}}/\beta$, учитывающее два основных эффекта, влияющих на относительную ценность запаздывающих и мгновенных нейтронов, имеет вид:

$$\frac{\beta_{\text{эф}}}{\beta} = \frac{1}{\mu} e^{\alpha^2 \Delta\tau} \approx \frac{1 + \alpha^2 \Delta\tau}{\mu}. \quad (1.15)$$

Отличие эффективной доли запаздывающих нейтронов от физической доли зависит от конкретных условий и может быть значительным в реакторах с большим вкладом деления на быстрых нейтронах и в реакторах малого размера, с большой утечкой нейтронов. В реакторах с циркулирующим топливом (например, жидко-солевые реакторы) возможен вынос части эмиттеров запаздывающих нейтронов за пределы активной зоны, в связи с чем их эффективная доля может быть существенно меньше физической. Существуют способы расчета эффективной доли в этом конкретном случае. В дальнейшем для простоты будем опускать индекс “эф”, имея в виду, что под β всегда будет подразумеваться эффективная доля запаздывающих нейтронов.

Рассмотрим частный случай – стационарный подкритический реактор с внешним источником нейтронов. В силу стационарности производные в левой части уравнений (1.12) и (1.13) равны нулю. Реактивность $\rho < 0$. Просуммировав уравнения (1.13) по всем группам эмиттеров,

получим: $\sum_i \lambda_i C_i = \frac{n}{\Lambda} \sum_i \beta_i = \frac{\beta}{\Lambda} n$. Подставив это выражение в

(1.12) и разрешив его относительно n , найдем:

$$n = \frac{\Lambda S}{-\rho}, \quad (1.16)$$

что в точности совпадает с полученным ранее выражением (1.7).

Рассмотрим другой частный случай – стационарный критический реактор без внешнего источника. Из уравнения (1.12) легко получить следующее соотношение:

$$n = \frac{\Lambda \sum_i \lambda_i C_i}{\beta}. \quad (1.17)$$

Сопоставляя выражения (1.16) и (1.17), легко заметить, что в критическом реакторе роль источника выполняет полная плотность эмиссии запаздывающих нейтронов $\sum_i \lambda_i C_i$, а аналогом отрицательной реактивности является доля запаздывающих нейтронов β . Отсюда следует, что для изменения плотности нейтронов в критическом реакторе (мощности реактора) нужно соответствующим образом изменить плотность эмиссии запаздывающих нейтронов, т.е. концентрацию ядер-эмиттеров.

В общем случае разность $\rho - \beta$ в уравнении (1.12) можно трактовать как реактивность на мгновенных нейтронах: $\rho - \beta = \rho_{\text{МГН}}$. При $\rho = 0$ $\rho_{\text{МГН}} = -\beta$. До тех пор, пока $\rho < \beta$, $\rho_{\text{МГН}} < 0$. С использованием понятия $\rho_{\text{МГН}}$ нестационарное уравнение для плотности нейтронов без внешнего источника можно привести к виду:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho_{\text{МГН}}}{\Lambda} n(t) + \sum_i \lambda_i C_i(t), \quad (1.18)$$

совпадающее по форме с (1.6), с той разницей, что роль источника выполняет плотность эмиссии запаздывающих нейтронов, в общем случае зависящая от плотности нейтронов и от времени. Если реактивность изменяется во времени, но при этом $\rho < \beta$, или $\rho_{\text{МГН}} < 0$, в правой части уравнения (1.18) имеются два слагаемых с разными знаками, т.е. разность двух больших чисел, формирующая малую величину производной $\frac{dn(t)}{dt}$, или малую скорость переходного процесса. В этой ситуации

скорость переходного процесса определяется скоростью изменения эмиссии запаздывающих нейтронов. Если введенная реактивность $\rho > \beta$, или $\rho_{\text{МГН}} > 0$, переходный процесс резко меняет характер и определяется быстро возрастающим первым слагаемым в правой части уравнения (1.18). Чтобы переходный процесс был контролируемым и управляемым, необходимо, чтобы введенная в реактор реактивность ρ была существенно меньше эффективной доли запаздывающих нейтронов β . Отсюда следует важность корректного определения самой величины β . В некоторых случаях при наличии в составе активной зоны легких ядер, способных излучать нейтроны в результате фотонейтронных реакций, этот дополнительный компонент может быть учтен в со-

ставе эффективной доли запаздывающих нейтронов. Учет этого компонента может быть особенно существенным в ситуации, когда собственная доля запаздывающих нейтронов, обусловленная распадом ядер-эмиттеров, невелика (например, в случае использования плутониевого топлива). Более подробно фотонейтронные реакции и их вклад в долю запаздывающих нейтронов рассмотрены, например, в [7].

Качественный характер нестационарных процессов в реакторе может быть продемонстрирован на упрощенных моделях кинетики.

1.4. Модель с одной эффективной группой эмиттеров запаздывающих нейтронов

Простейшей моделью для анализа нестационарных процессов в реакторе является модель с одной эффективной группой эмиттеров запаздывающих нейтронов без внешнего источника. Суть модели состоит в том, что всем эмиттерам запаздывающих нейтронов приписывается одинаковое осредненное значение постоянной распада $\bar{\lambda}$ (или время жизни $\bar{\tau}$). Тогда полная концентрация ядер-эмиттеров есть $C(t) = \sum_i C_i(t)$. В качестве первого приближения осредненной величины

постоянной распада $\bar{\lambda}$ можно принять величину, соответствующую стационарному состоянию $\bar{\lambda} = 0,0765$. Далее знак осреднения будем опускать. Модель кинетики в этом приближении сводится к системе двух уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n(t) + \lambda C(t); \\ \frac{dC(t)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} n(t) - \lambda C(t). \end{cases} \quad (1.19)$$

Не претендуя на адекватное количественное описание нестационарных процессов, модель с одной группой эмиттеров дает возможность в ряде случаев получить аналитические решения, отражающие их основные качественные особенности.

Предположим, что до момента $t = 0$ реактор находился в стационарном состоянии: $\rho = 0$; $n_0 = \frac{\Lambda \lambda C_0}{\beta}$. В момент $t = 0$ реактивность изменя-

ется скачкообразно и принимает некоторое постоянное значение ρ . Систему уравнений (1.19) в этом случае можно характеризовать как систему линейных однородных уравнений с постоянными коэффициентами. Общее решение такой системы может быть представлено суперпозицией двух (по числу уравнений) экспонент типа $e^{t/T}$, периоды которых могут быть найдены из соответствующего характеристического уравнения, а коэффициенты перед экспонентами – из начальных условий. Подставив общее решение в систему (1.19) и учитывая, что $\frac{dn}{dt} = \frac{n}{T}$, $\frac{dC}{dt} = \frac{C}{T}$, легко получить характеристическое уравнение, связывающее периоды с введенной реактивностью:

$$\rho = \frac{\Lambda}{T} + \frac{\beta}{1 + \lambda T}. \quad (1.20)$$

Уравнение (1.20) носит название уравнения “обратных часов” и в модели с одной группой эмиттеров является уравнением 2-го порядка относительно T . Прежде чем искать корни уравнения (1.20), полезно провести общий качественный анализ взаимной зависимости ρ и T . Соответствующая качественная зависимость представлена на рис. 1.1.

Как видно из рисунка, при $T > 0$ чем меньше реактивность ρ , тем больше период T , и наоборот, уменьшение периода соответствует росту реактивности. При $T = 0$ имеет место разрыв в зависимости $\rho(T)$, и при $T < 0$ реактивность ρ изменяется от $-\infty$ до $+\infty$ в диапазоне $0 > T > -\frac{1}{\lambda}$.

При $T = -\frac{1}{\lambda}$ имеет место следующий разрыв, и при $T < -\frac{1}{\lambda}$ функция $\rho(T)$ везде отрицательна и монотонно стремится к 0 с ростом T по абсолютной величине. Таким образом, при постоянной реактивности любого знака, из двух корней $T_{1,2}$ характеристического уравнения (1.20) один корень имеет знак введенной реактивности, а второй корень всегда отрицателен и локализован в интервале $0 > T > -\frac{1}{\lambda}$.

Период, соответствующий первому корню, носит название асимптотического периода и характеризует нестационарный процесс при больших временах. Второй – отрицательный период характеризует быстро затухающую составляющую нестационарного процесса.

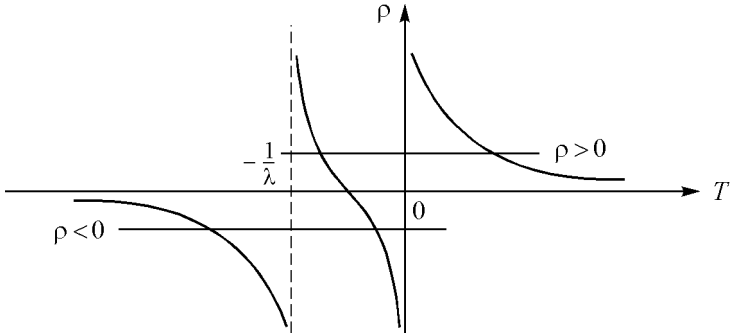


Рис.1.1. Связь между периодом и реактивностью в модели с одной группой эмиттеров запаздывающих нейтронов

Второе важное замечание: при любой величине отрицательной реактивности соответствующий асимптотический период не может быть по абсолютной величине меньше, чем $\frac{1}{\lambda}$, т.е. меньше, чем время жизни эмиттеров запаздывающих нейтронов.

Количественные значения периодов $T_{1,2}$ могут быть получены из характеристического уравнения (1.20), преобразованного к форме квадратного уравнения относительно T :

$$T^2 + \frac{\rho - \beta - \Lambda\lambda}{\rho\lambda} T - \frac{\Lambda}{\rho\lambda} = 0; \quad (1.21)$$

$$T_{1,2} = -\frac{\rho - \beta - \Lambda\lambda}{2\rho\lambda} \pm \sqrt{\left(\frac{\rho - \beta - \Lambda\lambda}{2\rho\lambda}\right)^2 + \frac{\Lambda}{\rho\lambda}}. \quad (1.22)$$

Учитывая, что время генерации $\Lambda \approx 10^{-3} \div 10^{-6}$ с, а постоянная распада $\lambda \approx 10^{-1} \text{ с}^{-1}$, произведение $\Lambda\lambda$ обычно существенно меньше β . Если введенная положительная реактивность $\rho \ll \beta$, или реактив-

ность – отрицательная, произведением $\Lambda\lambda$ в (1.22) можно пренебречь. В этом случае можно получить приближенные значения периодов $T_{1,2}$:

$$T_1 = \frac{\beta - \rho}{\rho\lambda} ; \quad (1.23)$$

$$T_2 = -\frac{\Lambda}{\beta - \rho} . \quad (1.24)$$

Судя по полученным выражениям, асимптотический период T_1 соизмерен времени жизни эмиттеров запаздывающих нейтронов $\tau = \frac{1}{\lambda}$, в

то время как переходный период T_2 соизмерен времени генерации, или времени жизни мгновенных нейтронов Λ .

Решение уравнения (1.19) для плотности нейтронов, удовлетворяющее начальным условиям, можно представить в виде:

$$\frac{n(t)}{n_0} = \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{\lambda\rho}{\beta - \rho} t} - \frac{\rho}{\beta - \rho} e^{-\frac{\beta - \rho}{\Lambda} t} . \quad (1.25)$$

Легко убедиться, что при $t = 0$ выполняется начальное условие: $n(0) = n_0$. Представление о качественном характере зависимости $n(t)$ и ее составляющих при положительном и отрицательном скачке реактивности дает рис. 1.2.

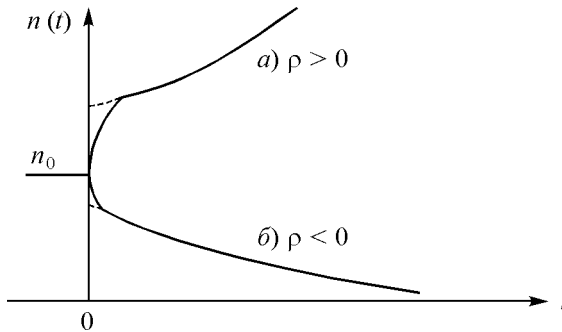


Рис. 1.2. Зависимость плотности нейтронов от времени в модели с одной группой миг-теров запаздывающих нейтронов: a – положительный скачок ρ ; b – отрицательный скачок ρ

Из приведенных на рис. 1.2 графиков видно, что после введения скачка реактивности в реакторе формируется быстрый переходный процесс, приводящий к увеличению или уменьшению плотности нейтронов (в зависимости от знака введенной реактивности) и завершающийся экспоненциальным нарастанием или падением плотности нейтронов с характерным асимптотическим периодом.

При этом первое слагаемое в (1.25) формирует асимптотическую составляющую $n(t)$, а второе слагаемое описывает быстрый переходный процесс и обеспечивает непрерывность решения. В реальном диапазоне возможных изменений реактивности, не приводящих к разгону на мгновенных нейтронах, переходный период T_2 составляет доли секунды. Например, если введенная положительная реактивность $\rho \ll \beta$, то при времени генерации $\Lambda = 10^{-4}$ с и $\beta = 0,0065$ переходный период $T_2 \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$ с. При таком периоде слагаемое, описывающее переходный процесс, уменьшается в 100 раз через время порядка 0,07 с. Если в прикладных задачах рассматриваются процессы спустя значительно большие времена, вторым слагаемым в (1.25) можно пренебречь. Тогда решение, описывающее только асимптотическое поведение $n(t)$, примет вид:

$$\frac{n(t)}{n_0} = \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{\rho\lambda}{\beta - \rho} t}. \quad (1.25a)$$

Обратимся теперь к зависимости от времени концентрации эмиттеров запаздывающих нейтронов $C(t)$. Формально общее решение $C(t)$ есть комбинация экспонент с теми же периодами T_1 и T_2 , но с другими коэффициентами, соответствующими начальным условиям для эмиттеров. Однако можно показать, что в рамках принятых допущений относительно соотношения между $\Lambda\lambda$ и $|\beta - \rho|$ коэффициент перед экспонентой с переходным периодом обращается в нуль, и зависимость $C(t)$ может быть представлена в виде:

$$\frac{C(t)}{C_0} = e^{\frac{\rho\lambda}{\beta - \rho} t}. \quad (1.26)$$

Таким образом, асимптотическое поведение и плотности нейтронов, и концентрации эмиттеров совершенно подобно и описывается одной

экспонентой с асимптотическим периодом T_1 . Существенная разница во временной зависимости плотности нейтронов и эмиттеров имеет место только в начальный момент (до формирования асимптотического режима); и это находит простое объяснение. Мгновенные нейтроны, появляющиеся в акте деления и имеющие малое время жизни, практически мгновенно реагируют на изменение баланса цепной реакции и способны поменять свою плотность за очень малое время. С другой стороны, эмиттеры запаздывающих нейтронов представляют собой материальную субстанцию с существенно большим временем жизни по сравнению с мгновенными нейтронами. Их накопление и распад не могут произойти скачкообразно. Поскольку эмиттеры запаздывающих нейтронов образуются в результате реакции деления, а плотность реакции деления, пропорциональная плотности нейтронов, сама определяется концентрацией эмиттеров, то рано или поздно устанавливается режим, при котором и плотность нейтронов, и концентрация эмиттеров согласуются между собой и подчиняются единому закону изменения во времени. В модели с одной группой эмиттеров этот режим наступает спустя доли секунды после изменения реактивности.

Обратим внимание на выражение (1.23) для асимптотического периода T_1 . Поделив числитель и знаменатель этого выражения на β , получим следующий результат:

$$T_1 = \frac{1 - \frac{\rho}{\beta}}{\frac{\rho}{\beta} \lambda}. \quad (1.23a)$$

Это выражение, связывающее асимптотический период с относительной величиной реактивности, в единицах β , более удобно для прикладных задач, в частности для интерпретации результатов экспериментов по определению "веса" регулирующих стержней, в условиях, когда величина эффективной доли запаздывающих нейтронов точно неизвестна. Соответствующее выражение для $\frac{\rho}{\beta}$ имеет вид:

$$\frac{\rho}{\beta} = \frac{1}{1 + \lambda T}. \quad (1.27)$$

Легко заметить, что формула (1.27) может быть получена из уравнения “обратных часов” (1.20), если время генерации положить равным нулю.

Заметим, что во всех официальных документах, регламентирующих условия управления и безопасности реакторов, используется относительная величина реактивности $\frac{\rho}{\beta}$, поскольку именно она предопределяет характер и скорость нестационарных процессов независимо от абсолютной величины β . Естественно, чем меньше абсолютная величина β , тем меньше диапазон абсолютных изменений реактивности, обеспечивающих управление реактором в безопасных пределах.

1.5. Модель с шестью группами эмиттеров запаздывающих нейтронов

В п. 1.3 были сформулированы в общем виде уравнения кинетики с шестью группами ядер-эмиттеров запаздывающих нейтронов (1.12) и (1.13). Рассмотрим характерные особенности нестационарных процессов в реакторе на основе этой модели на примере ситуации со скачкообразным вводом постоянной реактивности при отсутствии внешнего источника. Соответствующие уравнения имеют вид:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n(t) + \sum_i \lambda_i C_i(t); \quad (1.28)$$

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t). \quad (1.29)$$

В отличие от системы (1.19), состоящей из двух уравнений, система (1.28) и (1.29) состоит из семи уравнений: одного – для плотности нейтронов и шести – для эмиттеров запаздывающих нейтронов. При постоянной реактивности ρ – это система линейных однородных уравнений первого порядка с постоянными коэффициентами. Решение для каждой из функций, входящих в систему, может быть представлено совокупностью семи экспонент (по числу уравнений) с периодами, найденными из соответствующего характеристического уравнения, и с коэффициентами, определяемыми из начальных условий. Подставив в систему общее решение в виде $n(t) \approx e^{t/T}$, $C_i(t) \approx e^{t/T}$, и учитывая, что в этом случае

$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{n(t)}{T}$, $\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{C_i(t)}{T}$, можно получить систему линейных однородных алгебраических уравнений и характеристическое уравнение, устанавливающее связь между периодами и величиной введенной реактивности:

$$\rho = \frac{\Lambda}{T} + \sum_i \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T}. \quad (1.30)$$

Соотношение (1.30) называется уравнением "обратных часов" для модели с шестью группами эмиттеров. Это уравнение может быть преобразовано к уравнению седьмого порядка относительно T и в принципе дает возможность определить значения семи периодов для построения общего решения. Подобно подходу, использованному в модели с одной группой эмиттеров, проведем качественный анализ связи между периодами и реактивностью. Связь между реактивностью и периодами демонстрирует рис. 1.3.

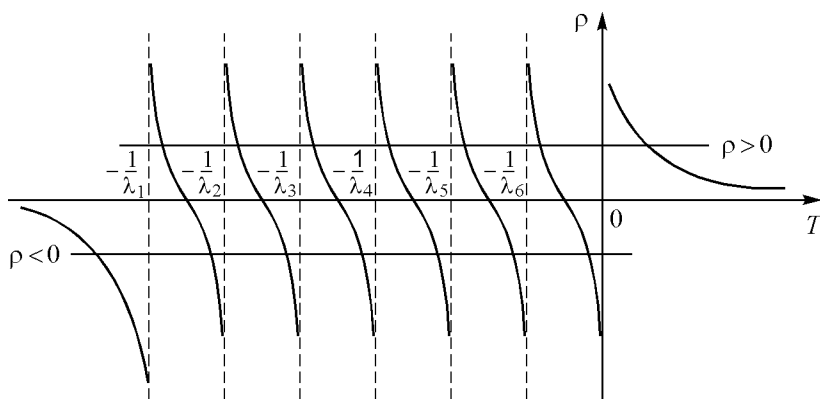


Рис. 1.3. Связь между периодом и реактивностью в модели с шестью группами эмиттеров запаздывающих нейтронов

Общий характер зависимости $\rho(T)$ подобен представленной на рис. 1.1 зависимости для модели с одной группой эмиттеров. Основное отличие заключается в том, что в модели с шестью группами при отрицательных значениях T в функции $\rho(T)$ имеет место не один, а шесть

разрывов в особых точках $\frac{1}{\lambda_i}$, вследствие чего в общем решении будут присутствовать шесть экспонент с отрицательными периодами, локализованными в интервалах $\left[0; -\frac{1}{\lambda_6}\right]$, $\left[-\frac{1}{\lambda_6}; -\frac{1}{\lambda_5}\right]$, ..., $\left[-\frac{1}{\lambda_2}; -\frac{1}{\lambda_1}\right]$, и

одна экспонента с периодом, имеющим знак введенной реактивности и называемым асимптотическим. Асимптотический период при большой положительной реактивности может быть сколь угодно малым.

Асимптотический отрицательный период при отрицательной реактивности по модулю всегда больше всех переходных периодов и с ростом отрицательной реактивности стремится к предельному значению, равному времени жизни самой долгоживущей группы $\tau_1 = \frac{1}{\lambda_1}$. Со-

гласно данным, приведенным в п. 1.2, это предельное значение близко к 80 с.

Решение для плотности нейтронов и для каждой из шести групп эмиттеров запаздывающих нейтронов представляет комбинацию из семи экспонент с коэффициентами, определяемыми начальными условиями. В отличие от простой модели с одной группой эмиттеров, в которой экспоненциальное решение с асимптотическим периодом устанавливается через доли секунды, в реальном нестационарном процессе, моделируемом с учетом шести групп эмиттеров, выход на экспоненциальное решение с единым асимптотическим периодом занимает существенно большее время, соразмерное времени жизни самых долгоживущих групп эмиттеров.

Следует заметить, что в ряде известных учебных пособий и монографий приводится несколько иная графическая интерпретация корней уравнения "обратных часов", базирующаяся на представлении общего решения в виде $e^{\omega t}$. Учитывая, что $\omega = 1/T$, нетрудно показать, что окончательные результаты анализа переходных процессов, независимо от формы представления общего решения, совершенно идентичны.

Физическое содержание переходного процесса при скачке реактивности от исходного стационарного состояния до установления экспоненциального режима с единым асимптотическим периодом можно продемонстрировать на сравнении относительной структуры групп ядер-эмиттеров запаздывающих нейтронов в соответствующих исход-

ном и асимптотическом состояниях. Для краткости относительную структуру групп будем называть спектром эмиттеров, а соответствующую групповую структуру эмиссии запаздывающих нейтронов $\lambda_i C_i$ – спектром эмиссии запаздывающих нейтронов. Если в уравнение (1.29) подставить решение, соответствующее экспоненциальному режиму с асимптотическим периодом T , то легко получить соотношение между концентрацией i -й группы ядер-эмиттеров и плотностью нейтронов:

$$C_i = \frac{n}{\Lambda} \frac{\beta_i}{\lambda_i + \frac{1}{T}}. \quad (1.31)$$

Из выражения (1.31), в частности, следует, что в случае введения отрицательной реактивности соответствующий отрицательный асимптотический период не может быть меньше, чем время жизни эмиттеров самой долгоживущей первой группы $\tau_1 = 1/\lambda_1$. Действительно, если бы асимптотический период стал меньше $\tau_1 = 80$ с, то соответствующая концентрация эмиттеров 1-й группы стала бы отрицательной, что противоречит физическому смыслу. Пользуясь соотношением (1.31), можно построить спектр эмиттеров для любого физически допустимого значения асимптотического периода.

В табл. 1.3 в качестве примера приведены расчетные результаты асимптотического спектра эмиттеров и спектра эмиссии для трех ситуаций: $T = \infty$ (стационарное состояние), $T = 100$ с, $T = -100$ с.

Таблица 1.3

N	$T = \infty$		$T = 100$ с		$T = -100$ с	
	C_i	$\lambda_i C_i$	C_i	$\lambda_i C_i$	C_i	$\lambda_i C_i$
1	0,204	0,00253	0,149	0,00185	0,494	0,0061
2	0,551	0,0168	0,547	0,0167	0,383	0,0117
3	0,135	0,0150	0,164	0,0182	0,0697	0,0077
4	0,101	0,0304	0,128	0,0385	0,0487	0,0146
5	0,0077	0,0088	0,0102	0,0116	0,0037	0,0042
6	0,0010	0,0030	0,0014	0,0042	0,0005	0,0015

Из приведенных в табл. 1.3 результатов видно, как трансформируется спектр эмиттеров и, соответственно, спектр эмиссии запаздывающих нейтронов при положительной и отрицательной реактивности по отно-

шению к исходному стационарному состоянию. При положительной реактивности, сопровождающейся экспоненциальным ростом плотности нейтронов, в спектре увеличивается относительная доля эмиттеров с малым временем жизни. Например, доля 6-й группы возросла с 0,0010 до 0,0014, т.е. на 40 %. С увеличением реактивности и соответствующим уменьшением асимптотического периода эта тенденция будет усугубляться. При отрицательной реактивности и соответствующем отрицательном периоде, наоборот, увеличивается доля долгоживущих эмиттеров. Так, в нашем примере доля 1-й группы возросла с 0,204 до 0,494, т.е. почти в 2,5 раза. Таким образом, можно заключить, что физическое содержание переходного процесса при скачкообразном изменении реактивности состоит в трансформации спектра эмиттеров запаздывающих нейтронов из исходного в новое состояние с соответствующим асимптотическим периодом. Трансформация спектра эмиттеров приводит к изменению их среднего времени жизни, или средней величины постоянной распада. При положительной реактивности среднее время жизни эмиттеров по сравнению со стационарным состоянием уменьшается, при отрицательной реактивности – возрастает.

Средняя величина постоянной распада может быть найдена из соотношения:

$$\bar{\lambda} = \frac{\sum_i \lambda_i C_i}{\sum_i C_i}. \quad (1.32)$$

Так, в рассмотренном примере средняя величина постоянной распада для стационарного состояния равна $0,0765 \text{ с}^{-1}$. Соответственно, среднее время жизни $\tau = 13,07 \text{ с}$. Для экспоненциального разгона с периодом 100 с: $\bar{\lambda} = 0,091 \text{ с}^{-1}$, $\tau = 11 \text{ с}$. Для экспоненциального спада с периодом – 100 с: $\bar{\lambda} = 0,0458 \text{ с}^{-1}$, $\tau = 21,8 \text{ с}$. Чем меньше величина введенной реактивности и больше асимптотический период, тем меньше трансформация спектра эмиттеров, меньше отличие постоянной распада и времени жизни от параметров, присущих стационарному состоянию. При малых скачках реактивности, соответствующих асимптотическим периодам, значительно превышающим время жизни всех групп эмиттеров, достаточно адекватное представление о нестационарном процессе может дать модель с одной эффективной группой эмиттеров и постоянной распада,

соответствующей стационарному состоянию. В более общих случаях (при анализе нестационарных процессов с установившимся постоянным периодом) модель с одной эффективной группой эмиттеров может дать результат, близкий к модели с шестью группами, при условии использования постоянной распада, усредненной по соответствующему спектру эмиттеров в соответствии с выражением (1.32).

Принципиальный недостаток модели с одной группой эмиттеров состоит в том, что она не в состоянии корректно описать переходный процесс, связанный с трансформацией спектра эмиттеров, поскольку в этой модели всем эмиттерам на всем протяжении переходного процесса приписываются одинаковые свойства. Вместе с тем, из-за простоты и возможности качественного анализа прикладных задач управления реакторами эта модель не теряет своего значения и может использоваться как в учебном процессе, так и в практике.

1.6. Приближение "мгновенного скачка"

При анализе особенностей нестационарного процесса при скачке реактивности в рамках модели с одной группой ядер-эмиттеров (см. п. 1.4) отмечалось, что основной вклад в полную плотность нейтронов, согласно выражению (1.25), дает первое слагаемое. При решении большого круга задач кинетики на запаздывающих нейтронах вторым слагаемым, роль которого в основном состоит в обеспечении непрерывности математического решения системы дифференциальных уравнений, можно пренебречь и ограничиться одним первым слагаемым в соответствии с выражением (1.25а). Возникает вопрос: можно ли построить систему исходных уравнений, описывающих медленный нестационарный процесс, таким образом, чтобы в решении изначально исключался быстро убывающий член, не несущий большой информационной нагрузки? Легко показать, что соответствующее приближение можно построить, приравняв нулю производную $\frac{dn(t)}{dt}$ в системе уравнений

(1.19):

$$0 = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n(t) + \lambda C(t); \quad (1.33)$$

$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} n(t) - \lambda C(t). \quad (1.34)$$

Уравнение (1.33) устанавливает связь между плотностью нейтронов и концентрацией эмиттеров:

$$n(t) = \frac{\Lambda \lambda C(t)}{\beta - \rho}. \quad (1.33a)$$

Подставив выражение для плотности нейтронов (1.33a) в (1.34), получим единственное дифференциальное уравнение для $C(t)$, описывающее нестационарный процесс:

$$\frac{dC(t)}{C(t)} = \frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} dt, \quad (1.34a)$$

решение которого с учетом начальных условий:

$$C(t) = n_0 \frac{\beta}{\Lambda \lambda} e^{\frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} t}. \quad (1.35)$$

Подставив выражение (1.35) в (1.33a), получим окончательный результат, совпадающий с (1.25a):

$$\frac{n(t)}{n_0} = \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} t}. \quad (1.36)$$

Естественно, приближение "мгновенного скачка" можно применять только в случаях, когда асимптотический период T_1 по модулю много больше переходного периода T_2 , и исследователя интересует именно асимптотическое поведение реактора. В частности, это приближение может с успехом применяться при отрицательной реактивности, поскольку величина минимального асимптотического периода в этом случае ограничена временем жизни эмиттеров, а величина переходного периода соразмерна времени жизни мгновенных нейтронов.

Можно показать, что приближение "мгновенного скачка" может применяться более широко, включая ситуации с плавными изменениями реактивности, при условии, что $\Lambda \lambda \ll \beta - \rho$. Очевидно, что чем

меньше время жизни мгновенных нейтронов Λ , тем лучше выполняется сформулированное условие. Приближение "мгновенного скачка" имеет в связи с этим другое название: приближение "нулевого времени жизни мгновенных нейтронов". Наиболее благоприятная ситуация для использования этого приближения возникает при анализе нестационарных процессов в реакторах на быстрых нейтронах, где время жизни наименьшее. Приближение "мгновенного скачка" при определенных условиях может быть применено и к модели с шестью группами эмиттеров. В частности, на основе этого приближения можно получить интересное соотношение, которое может быть использовано для качественного анализа переходных процессов:

$$n(t) = \frac{\Lambda}{\beta - \rho} \sum_i \lambda_i C_i(t) = \sum_i \frac{\Lambda}{\beta - \rho} \lambda_i C_i(t) = \sum_i n_i(t). \quad (1.37)$$

Из приведенного соотношения следует, что полная плотность нейтронов $n(t)$ может быть представлена в виде суммы парциальных составляющих $n_i(t)$, связанных с соответствующими группами ядер-эмиттеров.

Приближение "мгновенного скачка" наиболее эффективно в применении к модели с одной группой, давая возможность свести задачу анализа нестационарного процесса к решению одного дифференциального уравнения.

1.7. Линейное изменение реактивности

Рассмотренные ранее модели мгновенного скачка имели целью продемонстрировать основные особенности переходных процессов, связанные с наличием запаздывающих нейтронов, и поведение реактора при постоянной реактивности. В реальных ситуациях все процессы управления реакторами, за исключением аварийного останова, осуществляются плавными изменениями реактивности с конечной, весьма ограниченной скоростью. Особенно существенно ограничение скорости при введении положительной реактивности из-за риска потери управления и выхода в режим разгона на мгновенных нейтронах. Существующие правила ядерной безопасности [11] устанавливают ограничение на скорость ввода положительной реактивности величиной $0,07 \beta_{эф}/с$, при этом величина "разовой" порции реактивности не долж-

на превышать $0,3 \beta_{эф}$. Реально скорость ввода реактивности может быть существенно меньше приведенного максимального значения. В принципе любое плавное изменение реактивности можно представить в виде последовательной серии скачков. Но можно поставить вопрос о поиске решения, более адекватно отражающего реальный процесс. В качестве простейшего варианта плавного изменения реактивности рассмотрим ситуацию, когда реактивность изменяется по линейному закону. Для получения аналитического решения воспользуемся моделью с одной группой эмиттеров запаздывающих нейтронов и приближением нулевого времени жизни мгновенных нейтронов. Если представить закон изменения реактивности в виде: $\rho = at$, где a – скорость изменения реактивности, исходные уравнения кинетики примут вид:

$$0 = \frac{at - \beta}{\Lambda} n(t) + \lambda C(t); \quad (1.38)$$

$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} n(t) - \lambda C(t). \quad (1.39)$$

Продифференцировав уравнение (1.38), получим:

$$\frac{at - \beta}{\Lambda} \frac{dn(t)}{dt} + \frac{a}{\Lambda} n(t) + \lambda \frac{dC(t)}{dt} = 0. \quad (1.40)$$

Используя связь между $\frac{dC}{dt}$ и $n(t)$ из уравнения (1.39) и связь между $C(t)$ и $n(t)$ из уравнения (1.38), легко получить следующее выражение для плотности нейтронов:

$$\frac{dn}{n} = \frac{a}{\beta} \frac{(1 + \lambda t)}{\left(1 - \frac{a}{\beta} t\right)} dt. \quad (1.41)$$

Предположим, что до начала изменения реактивности реактор находился в стационарном состоянии с плотностью нейтронов n_0 . В момент начала изменения реактивности, когда $\lambda t \ll 1$ и $\frac{a}{\beta} t \ll 1$, $\frac{dn}{n} \approx \frac{a}{\beta} dt$.

Решение будет иметь вид: $n(t) = n_0 e^{\frac{a}{\beta} t} \approx n_0 \left(1 + \frac{a}{\beta} t\right)$, т.е. в начальный момент плотность нейтронов возрастает почти по линейному закону.

Решение в следующем приближении можно получить, разложив правую часть уравнения (1.41) в ряд Тейлора и ограничившись членами с линейной зависимостью от времени:

$$\frac{dn}{n} = \frac{a}{\beta} \left[1 + \left(\lambda + \frac{a}{\beta} \right) t \right] dt. \quad (1.42)$$

Решение уравнения (1.42) можно представить в виде

$$n(t) = n_0 e^{\omega(t)t}, \quad (1.43)$$

где

$$\omega(t) = \frac{a}{\beta} \left[1 + \left(\lambda + \frac{a}{\beta} \right) \frac{t}{2} \right]. \quad (1.44)$$

Как видно из выражений (1.43) и (1.44), процесс нарастания плотности нейтронов в рамках этого приближения носит квазиэкспоненциальный характер с переменным периодом.

Можно получить точное решение уравнения (1.41), проинтегрировав левую и правую части по времени:

$$\int \frac{dn}{n} = \int \frac{a + a\lambda t}{\beta - at} dt. \quad (1.45)$$

Интеграл в правой части легко вычисляется с помощью замены переменной $z = \beta - at$. Результат решения имеет следующий вид:

$$n(t) = n_0 \frac{e^{-\lambda t}}{\left(1 - \frac{a}{\beta} t \right)^{\left(\frac{\beta\lambda}{a} + 1 \right)}}. \quad (1.46)$$

Выражения (1.43) и (1.46) дают достаточно полное качественное представление об изменении плотности нейтронов при линейном изменении реактивности. Если в исходном состоянии реактивность равнялась нулю, то в момент начала ввода реактивности плотность нейтронов возрастает по экспоненциальному закону с периодом, равным $\frac{\beta}{a}$. Например, при скорости ввода реактивности $a = 0,01\beta/\text{с}$ период составит

100 с. Далее процесс будет идти с уменьшающимся периодом, и при достижении реактивности $at = \beta$ (в нашем примере через 100 с) наступит состояние критичности на мгновенных нейтронах. Представление о характере нестационарного процесса при непрерывном росте реактивности по линейному закону вплоть до значения $\rho = \beta$ дает рис. 1.4.

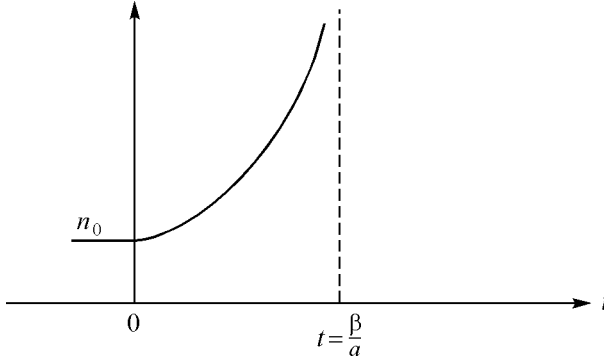


Рис. 1.4. Изменение плотности нейтронов со временем при росте реактивности по линейному закону

Поскольку использовалась модель "нулевого времени жизни мгновенных нейтронов", плотность нейтронов с увеличением реактивности устремится к бесконечности. Эта экстремальная ситуация выходит за пределы возможностей нашей приближенной модели. Но модель дает достаточно адекватную качественную картину нестационарного процесса при линейном изменении реактивности при условии $at \ll \beta$.

Нетрудно получить более общее выражение для плотности нейтронов при наличии ненулевой начальной реактивности и дальнейшем линейном законе ее изменения: $\rho = \rho_0 + at$, где скорость изменения реактивности может быть как положительной, так и отрицательной величиной:

$$\frac{n(t)}{n_0} = \frac{e^{-\lambda t}}{\left(1 - \frac{at}{\beta - \rho_0}\right)^{\left(\frac{\beta\lambda}{a} + 1\right)}}. \quad (1.47)$$

Если изменения реактивности невелики, формула (1.47) может быть преобразована следующим образом. Прологарифмируем левую и правую части формулы:

$$\ln \frac{n(t)}{n_0} = -\lambda t - \left(\frac{\beta\lambda}{a} + 1 \right) \ln \left(1 - \frac{at}{\beta - \rho_0} \right).$$

Разлагая логарифм в правой части в ряд Тейлора и ограничиваясь двумя членами ряда, после простых преобразований получим следующий результат:

$$\ln \frac{n(t)}{n_0} = \omega(t)t = \frac{\rho_0\lambda t}{\beta - \rho_0} + \frac{a}{\beta} \frac{\beta}{\beta - \rho_0} \left[1 + \frac{\beta}{\beta - \rho_0} \left(\lambda + \frac{a}{\beta} \right) \frac{t}{2} \right] t. \quad (1.48)$$

При $\rho_0 = 0$ $\ln \frac{n(t)}{n_0} = \frac{a}{\beta} \left[1 + \left(\lambda + \frac{a}{\beta} \right) \frac{t}{2} \right] t$, или $\omega(t) = \frac{a}{\beta} \left[1 + \left(\lambda + \frac{a}{\beta} \right) \frac{t}{2} \right]$, что в точности совпадает с (1.44). При $a = 0$

$\ln \frac{n(t)}{n_0} = \frac{\rho_0\lambda t}{\beta - \rho_0}$, или $\omega(t) = (T)^{-1} = \frac{\rho_0\lambda}{\beta - \rho_0}$, что совпадает с (1.23).

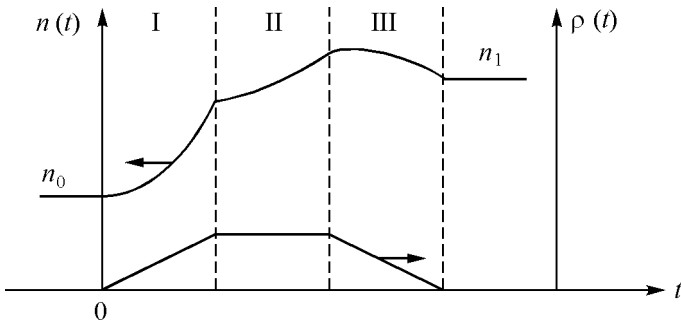


Рис. 1.5. Изменение плотности нейтронов при переводе реактора с уровня плотности n_0 на уровень n_1 с помощью регулятора, изменяющего реактивность по линейному закону: I — $\rho = at$; II — $\rho = \rho_0 = \text{const}$; III — $\rho = \rho_0 - at$

Пользуясь полученными выражениями для $n(t)$, можно построить модель переходного процесса при различных способах изменения реак-

тивности. В качестве примера на рис. 1.5 представлена качественная зависимость изменения плотности нейтронов при вводе и выводе положительной реактивности в соответствии с приведенным графиком (модель повышения мощности реактора).

В рассмотренном примере управления реактивность вернулась к исходному нулевому значению, а плотность нейтронов вышла на новый стационарный уровень. В практике управления реактором могут возникать более сложные ситуации.

1.8. Управление реактором по заданному закону изменения мощности

Возможна ситуация, когда оператор должен провести процесс управления таким образом, чтобы мощность реактора изменялась по определенному заданному закону. Задачу управления в этом случае можно рассматривать как обратную задачу кинетики: требуется рассчитать закон изменения реактивности при известном законе изменения мощности (плотности нейтронов). Продемонстрируем решение обратной задачи на конкретном примере. При этом ограничимся моделью с одной группой эмиттеров и приближением нулевого времени жизни мгновенных нейтронов.

Предположим, что исходная плотность нейтронов равна n_0 . Требуется перевести реактор в новое состояние с плотностью нейтронов $xn_0 = n_1$ за время t_1 таким образом, чтобы изменение плотности нейтронов происходило по линейному закону: $n(t) = n_0 + bt$, где скорость изменения плотности нейтронов $b = \frac{n_1 - n_0}{t_1} = \frac{n_0(x - 1)}{t_1}$.

Соответствующие уравнения кинетики имеют вид:

$$0 = \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} (n_0 + bt) + \lambda C(t); \quad (1.49)$$

$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} (n_0 + bt) - \lambda C(t). \quad (1.50)$$

Решая сначала дифференциальное уравнение для $C(t)$ с учетом начального условия $C(0) = \frac{\beta}{\Lambda\lambda} n_0$ и подставляя полученную зависимость

$C(t)$ в уравнение (1.49), получим выражение для $\rho(t)$ на интервале времени от 0 до t_1 :

$$\frac{\rho(t)}{\beta} = \frac{x-1}{\lambda t_1} \frac{(1 - e^{-\lambda t})}{1 + \frac{x-1}{t_1} t}. \quad (1.51)$$

Закон изменения мощности требует, чтобы после достижения момента времени t_1 плотность нейтронов оставалась постоянной, равной xn_0 . Реактивность к моменту t_1 не достигла нулевого значения, следовательно, переходный процесс не завершен. Закон изменения реактивности при $t > t_1$ может быть найден аналогичным способом, с помощью решения обратной задачи при известном значении $n = xn_0$. Решение для $\rho(t)$ имеет простой вид:

$$\rho(t) = \rho(t_1)e^{-\lambda(t-t_1)}. \quad (1.52)$$

Переходный процесс можно будет считать полностью завершенным, когда концентрация эмиттеров выйдет на асимптотическое значение, соответствующее новой плотности нейтронов, а реактивность станет равной нулю.

Качественную картину изменения реактивности для рассмотренного примера демонстрирует рис. 1.6.

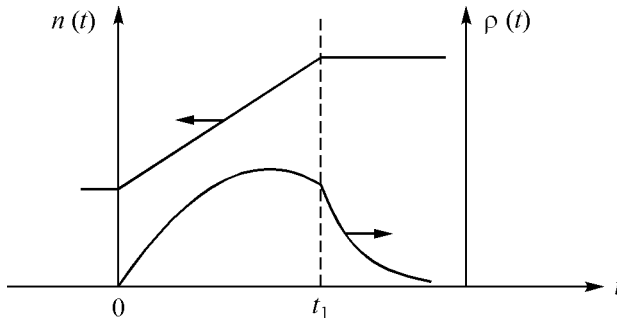


Рис. 1.6. Управление реактором при заданном изменении плотности нейтронов по линейному закону

1.9. Подкритический реактор с внешним источником нейтронов

Большой круг проблем реакторной кинетики связан с анализом процессов в подкритических размножающих системах с внешним источником нейтронов. Существует класс экспериментальных устройств, предназначенных для исследования нейтронно-физических свойств размножающих сред (подкритические сборки), нейтронный поток в которых инициируется с помощью внешнего нейтронного источника. При физическом пуске ядерного реактора, для надежного контроля приближения к критическому состоянию, в него вводится внешний нейтронный источник. Наконец, в последние годы появилась и активно обсуждается концепция ядерно-энергетической установки в виде подкритического реактора, управляемого внешним источником – ускорителем. В принципе в любой системе, содержащей делящиеся материалы, присутствует естественный нейтронный источник, обусловленный спонтанным делением. Возможно образование нейтронов в результате фото-нейтронных реакций на легких ядрах при наличии мощного гамма-фона в реакторе. Такого рода источники практически не проявляют себя при работе реактора на высоком уровне мощности, но могут оказаться существенными в условиях подкритичности, при низком уровне плотности нейтронов. Так или иначе, специалистам приходится сталкиваться с необходимостью учета внешнего источника в задачах реакторной кинетики.

Ранее в пп. 1.1 и 1.3 мы уже касались проблемы подкритического реактора с внешним источником нейтронов. В п. 1.3 было показано, что плотность нейтронов в подкритическом реакторе с источником не зависит от запаздывающих нейтронов и полностью определяется мощностью источника и величиной отрицательной реактивности (степенью подкритичности). Формула, связывающая стационарную плотность нейтронов с мощностью источника и реактивностью [см. (1.7), (1.16)],

имела вид: $n = \frac{\Lambda S}{-\rho}$. Плотность нейтронов может быть изменена за счет

либо мощности источника, либо реактивности. В частности, на этом соотношении базируется метод контроля выхода в критическое состояние, носящий название метода "обратного счета". Метод основывается на том, что с приближением отрицательной реактивности к нулю плотность нейтронов неограниченно возрастает и, соответственно, возрастает плотность импульсов регистрирующего устройства. Обратная вели-

чина плотности импульсов N при этом стремится к нулю, что является критерием приближения к критическому состоянию: $\frac{1}{N} \sim \frac{|\rho|}{\Lambda S}$.

Любое изменение реактивности или мощности источника в подкритическом реакторе сопровождается конечным во времени переходным процессом и завершается новым стационарным состоянием. Рассмотрим в качестве примера переходный процесс при скачкообразном изменении реактивности. Для решения задачи воспользуемся моделью "мгновенного скачка" ("нулевого времени жизни мгновенных нейтронов"). Пусть в исходном стационарном состоянии при наличии постоянного внешнего источника реактивность реактора равняется $-\rho_0$. Уравнения стационарного состояния имеют вид:

$$0 = \frac{-\rho_0 - \beta}{\Lambda} n_0 + \lambda C_0 + S ; \quad (1.53)$$

$$0 = \frac{\beta}{\Lambda} n_0 - \lambda C_0 . \quad (1.54)$$

В этом состоянии $n_0 = \frac{\Lambda S}{-\rho_0}$, $C_0 = \frac{\beta}{\lambda \Lambda} n_0$. Предположим, в момент $t = 0$ в реактор вносится дополнительная реактивность $\Delta\rho$ так, что новое значение реактивности $\rho_1 = \rho_0 + \Delta\rho < 0$. Плотность нейтронов после завершения переходного процесса $n_1 = \frac{\Lambda S}{-\rho_1}$, а концентрация эмиттеров

$C_1 = \frac{\beta}{\lambda \Lambda} n_1$. Длительность переходного процесса определяется скоростью изменения концентрации эмиттеров от исходного к конечному состоянию. В рамках принятых допущений можно сформулировать следующую систему уравнений, моделирующих переходный процесс:

$$0 = \frac{-\rho_1 - \beta}{\Lambda} n(t) + \lambda C(t) + S ; \quad (1.55)$$

$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} n(t) - \lambda C(t) . \quad (1.56)$$

Не представляет труда найти решение системы уравнений (1.55) и (1.56), содержащих неоднородность в виде внешнего источника ней-

тронов. Однако есть возможность построить искомое решение, используя общие свойства нестационарных процессов при скачках реактивности и заранее известное значение плотности нейтронов при завершении переходного процесса. В п. 1.4 было показано, что при скачкообразном увеличении реактивности плотность нейтронов в первый момент быстро увеличивается благодаря малому времени жизни мгновенных нейтронов, а затем постепенно выходит в режим экспоненциального роста в соответствии с ростом концентрации эмиттеров. В модели "мгновенного скачка" быстрое увеличение плотности нейтронов в первый момент интерпретируется как скачок плотности. В подкритическом реакторе ситуация совершенно аналогичная: в первый момент при изменении реактивности с ρ_0 на ρ_1 плотность нейтронов быстро возрастает от n_0 до $n' = n_0 \frac{\beta + \rho_0}{\beta + \rho_1}$ (заметим, что $|\rho_0| > |\rho_1|$). Поскольку математическая модель переходного процесса содержит только одно дифференциальное уравнение 1-го порядка, переходный процесс будет описываться одной экспонентой с асимптотическим периодом, определяемым из системы однородных уравнений (не содержащих источника). Согласно выражению (1.23) асимптотический период $T_1 = \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho}$. В нашем случае при $\rho = -\rho_1$ период

$$T_1 = -\frac{\beta + \rho_1}{\lambda \rho_1}. \quad (1.57)$$

Общее решение системы (1.55) и (1.56), удовлетворяющее начальным условиям и поведению асимптотической плотности нейтронов, можно представить в следующем виде:

$$n(t) = n_1 - (n_1 - n')e^{-\frac{t}{|T_1|}}. \quad (1.58)$$

Характер переходного процесса при скачке реактивности иллюстрируется рис. 1.7.

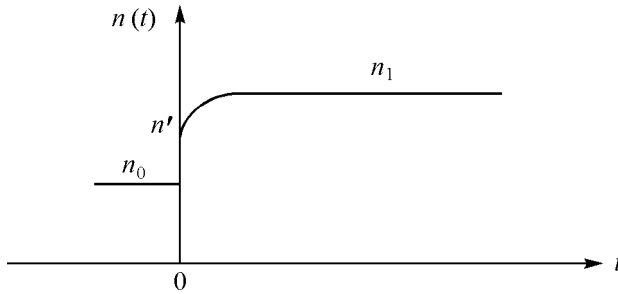


Рис. 1.7. Переходный процесс в подкритическом реакторе при скачкообразном увеличении реактивности

Отметим важную особенность переходного процесса в подкритическом реакторе: чем меньше абсолютное значение реактивности ρ_1 , т.е. чем ближе реактор к критическому состоянию, тем больше период T_1 и больше время установления асимптотического стационарного состояния. Если увеличение реактивности производится последовательно равными малыми порциями, то, чем ближе реактор к критическому состоянию, тем больше относительное увеличение асимптотической плотности нейтронов на каждом шаге.

Для полноты картины рассмотрим последний шаг увеличения реактивности, соответствующий переходу реактора в критическое состояние. Предположим, что реактивность подкритического реактора перед выходом в критическое состояние равнялась $\rho_k < 0$. Соответственно, плотность нейтронов $n_k = \frac{\Lambda S}{-\rho_k}$, а плотность эмиттеров $C_k = \frac{\beta}{\lambda \Lambda} n_k$.

Пусть в момент $t = 0$ в реактор вводится порция реактивности, равная ρ_k , обращающая полную реактивность в нуль. Уравнения переходного процесса в модели с одной группой эмиттеров и приближении "мгновенного скачка" имеют вид:

$$0 = -\frac{\beta}{\Lambda} n(t) + \lambda C(t) + S; \quad (1.59)$$

$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} n(t) - \lambda C(t). \quad (1.60)$$

Выражая $n(t)$ через $C(t)$ из соотношения (1.59) и подставляя в уравнение (1.60), после простых преобразований получим: $\frac{dC(t)}{dt} = S$, откуда $C(t) = C_k + St$. Подставляя выражение для $C(t)$ в (1.59) и разрешая его относительно $n(t)$, получим решение в виде:

$$n(t) = n_k + \frac{\Lambda S}{\beta}(1 + \lambda t). \quad (1.61)$$

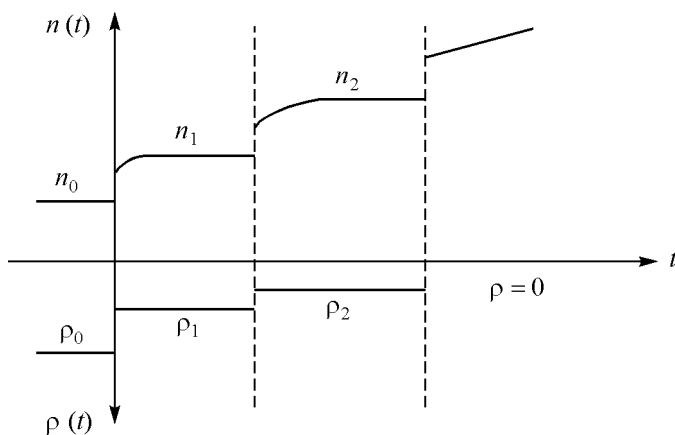


Рис. 1.8. Переходный процесс вывода реактора в критическое состояние ступенчатыми изменениями реактивности

Как видно из полученного решения, плотность нейтронов после ввода реактивности изменяется скачкообразно за счет мгновенных нейтронов, а затем возрастает линейно со временем синхронно с ростом концентрации эмиттеров. Формула (1.61) существенно уточняет результат, полученный ранее [см. формулу (1.8)] без учета запаздывающих нейтронов. Можно констатировать, что линейный рост плотности нейтронов при наличии внешнего источника является признаком выхода в критическое состояние.

При отключении источника плотность нейтронов установится на уровне, соответствующем уровню концентрации эмиттеров к моменту отключения.

На рис. 1.8 приведена качественная зависимость плотности нейтронов от времени при ступенчатом увеличении реактивности вплоть до критического состояния.

1.10. Пространственная кинетика. Обоснование "точечной" модели кинетики

В проблемах анализа кинетики, рассмотренных ранее, использовалась модель "точечной" кинетики, в основе которой лежала возможность разделения временной и пространственных переменных. Существенным условием было то, что плотности нейтронов и эмиттеров имели одинаковое пространственное распределение, и со временем изменялись только амплитуды этих распределений. На модели "точечной" кинетики основывались введенные понятия реактивности и периодов и простая связь между ними в виде уравнения "обратных часов". Для реакторов относительно небольших размеров, с устойчивым пространственным распределением плотности нейтронов, приближение "точечной" кинетики является достаточно обоснованным. В больших реакторах, размеры которых соответствуют десяткам длин миграции, имеющих распределенные системы управляющих стержней, локальное изменение размножающих свойств может приводить к значительным деформациям пространственного распределения плотности нейтронов и концентрации эмиттеров. Если по какой-то причине, например из-за перемещения стержней, произошло изменение размножающих свойств в определенной локальной области активной зоны, то это в принципе должно привести к перераспределению плотности нейтронов и, соответственно, к концентрации эмиттеров во всем реакторе, к формированию нового самосогласованного асимптотического распределения, которое можно трактовать как новую собственную функцию. Только в этих условиях возможно разделение переменных и применение модели "точечной" кинетики. Поскольку время жизни эмиттеров много больше времени жизни нейтронов, общее время переходного процесса формирования пространственного распределения определяется именно эмиттерами и может быть достаточно большим [12].

Чтобы продемонстрировать качественные особенности переходного процесса и количественно оценить эффекты, связанные с пространственно-временным изменением плотности нейтронов, рассмотрим сле-

дующую методическую задачу. Пусть реактор, имеющий избыток реактивности и распределенную систему управляющих стержней, находится в исходном критическом состоянии и скомпенсирован стержнями таким образом, что распределение плотности нейтронов (и, соответственно, концентрации эмиттеров) существенно отличается от собственного распределения реактора с однородными размножающими свойствами. В момент $t = 0$ управляющие стержни перемещаются таким образом, что реактор переходит в некритическое состояние, а его размножающие свойства становятся однородными по всему объему активной зоны. Эта ситуация может иметь место, например, при полном извлечении стержней из реактора с однородными свойствами. В последующем анализе нестационарного процесса для простоты ограничимся моделью с одной эффективной группой эмиттеров. Нестационарное уравнение диффузии, с учетом того, что плотность потока нейтронов $\phi = nv$, в этом случае можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} &= Dv\nabla^2 n(\vec{r}, t) - \Sigma_a v n(\vec{r}, t) + \\ &+ k_\infty (1 - \beta) \Sigma_a v n(\vec{r}, t) + \lambda C(\vec{r}, t); \end{aligned} \quad (1.62)$$

$$\frac{\partial C(\vec{r}, t)}{\partial t} = k_\infty \beta \Sigma_a v n(\vec{r}, t) - \lambda C(\vec{r}, t). \quad (1.63)$$

Решение системы уравнений (1.62) и (1.63) будем искать в виде:

$$n(\vec{r}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} n_k(t) \Psi_k(\vec{r}); \quad (1.64)$$

$$C(\vec{r}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} C_k(t) \Psi_k(\vec{r}), \quad (1.65)$$

где $\Psi_k(\vec{r})$ – собственные функции волнового уравнения Гельмгольца;

$$\nabla^2 \Psi_k(\vec{r}) + \alpha_k^2 \Psi_k(\vec{r}) = 0, \quad (1.66)$$

удовлетворяющие условиям $\Psi_k(\vec{R}) = 0$ на экстраполированной границе однородного реактора, а α_k^2 – соответствующие собственные значения:

$$0 < \alpha_0^2 < \alpha_1^2 \leq \alpha_2^2 \leq \alpha_k^2 \leq \dots$$

Заметим, что для одномерной модели реактора выполняется строгое неравенство: собственные значения только возрастают с увеличением номера собственной функции. Для двух- и трехмерных моделей возможно совпадение собственных значений для разных комбинаций одномерных собственных функций, формирующих функцию $\Psi_k(\vec{r})$.

Начальные условия задачи:

$$n(\vec{r}, 0) = \sum_{k=0}^{\infty} n_k(0) \Psi_k(\vec{r}); \quad (1.67)$$

$$C(\vec{r}, 0) = \sum_{k=0}^{\infty} C_k(0) \Psi_k(\vec{r}). \quad (1.68)$$

Подставим выражения (1.64) и (1.65) в уравнения (1.62) и (1.63). Учитывая, что оператор ∇^2 действует только на функции $\Psi_k(\vec{r})$ и используя соотношение, следующее из уравнения (1.66): $\nabla^2 \Psi_k(\vec{r}) = -\alpha_k^2 \Psi_k(\vec{r})$, получим:

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^{\infty} \Psi_k(\vec{r}) \frac{dn_k(t)}{dt} = & -Dv \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k^2 \Psi_k(\vec{r}) n_k(t) - \Sigma_a v \sum_{k=0}^{\infty} \Psi_k(\vec{r}) n_k(t) + \\ & + k_{\infty} (1 - \beta) \Sigma_a v \sum_{k=0}^{\infty} \Psi_k(\vec{r}) n_k(t) + \lambda \sum_{k=0}^{\infty} \Psi_k(\vec{r}) C_k(t); \end{aligned} \quad (1.69)$$

$$\sum_{k=0}^{\infty} \Psi_k(\vec{r}) \frac{dC_k(t)}{dt} = k_{\infty} \beta \Sigma_a v \sum_{k=0}^{\infty} \Psi_k(\vec{r}) n_k(t) - \lambda \sum_{k=0}^{\infty} \Psi_k(\vec{r}) C_k(t). \quad (1.70)$$

Умножая уравнения (1.69) и (1.70) на функцию $\Psi_i(\vec{r})$ с произвольным номером и используя свойство ортогональности собственных функций, получим систему уравнений для амплитуд $n_k(t)$ и $C_k(t)$ для каждого из значений k :

$$\frac{dn_k(t)}{dt} = \left[-(D\nu\alpha_k^2 + \Sigma_a\nu) + k_\infty(1 - \beta)\Sigma_a\nu \right] n_k(t) + \lambda C_k(t); \quad (1.71)$$

$$\frac{dC_k(t)}{dt} = k_\infty\beta\Sigma_a\nu n_k(t) - \lambda C_k(t). \quad (1.72)$$

Далее, учитывая, что согласно введенным ранее определениям (см. п. 1.1), $\frac{D}{\Sigma_a} = L^2$, $\Lambda_0 = \frac{1}{\Sigma_a\nu}$, $\Lambda' = \frac{\Lambda_0}{1 + \alpha_0^2 L^2}$, $k_{\text{эф}} = \frac{k_\infty}{1 + \alpha_0^2 L^2}$,

$\Lambda = \frac{\Lambda'}{k_{\text{эф}}}$, $\rho = \frac{k_{\text{эф}} - 1}{k_{\text{эф}}}$, в результате элементарных преобразований по-

лучим для каждого из значений номера k систему уравнений, по форме совпадающую с уравнениями "точечной" кинетики:

$$\frac{dn_k(t)}{dt} = \frac{\rho_k - \beta}{\Lambda} n_k(t) + \lambda C_k(t); \quad (1.73)$$

$$\frac{dC_k(t)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} n_k(t) - \lambda C_k(t). \quad (1.74)$$

В уравнении (1.73) присутствует параметр ρ_k , который можно условно определить как реактивность для k -й гармонической составляющей:

$$\rho_k = \rho_0 - f_k, \quad (1.75)$$

где $f_k = (1 - \rho_0) \frac{(\alpha_k^2 - \alpha_0^2)L^2}{1 + \alpha_0^2 L^2}$. Как видно из полученных формул, для

составляющей полного решения, соответствующей наименьшему собственному значению α_0^2 , $\rho = \rho_0$. Это и есть значение реактивности, которое должно установиться в реакторе после завершения процесса формирования нового пространственного распределения. Поскольку собственные значения возрастают по мере роста номера k , то соответствующие значения реактивности убывают: $\rho_0 > \rho_1 > \rho_2 > \dots$.

Коль скоро уравнения для амплитуд n_k и C_k по форме совпадают с уравнениями "точечной" кинетики, можно воспользоваться готовыми

решениями, полученными в п. 1.4. Если ограничиться приближением "нулевого времени жизни мгновенных нейтронов", решения для $n_k(t)$ и $C_k(t)$ будут иметь следующий вид:

$$n_k(t) = n_k(0) \frac{\beta}{\beta - \rho_k} e^{\frac{t}{T_k}}; \quad (1.76)$$

$$C_k(t) = C_k(0) e^{\frac{t}{T_k}}; \quad (1.77)$$

$$T_k = \frac{\beta - \rho_k}{\lambda \rho_k}. \quad (1.78)$$

В соответствии с (1.64), выражение для пространственно-временного распределения плотности нейтронов имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} n(\vec{r}, t) &= \sum_{k=0}^{\infty} n_k(t) \Psi_k(\vec{r}) = n_0(t) \Psi_0(\vec{r}) \left[1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{n_k(t) \Psi_k(\vec{r})}{n_0(t) \Psi_0(\vec{r})} \right] = \\ &= n_0(0) \frac{\beta}{\beta - \rho_0} e^{\frac{t}{T_0}} \Psi_0(\vec{r}) \left[1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{n_k(0)}{n_0(0)} \frac{\beta - \rho_0}{\beta - \rho_k} e^{\left(\frac{1}{T_k} - \frac{1}{T_0} \right) t} \frac{\Psi_k(\vec{r})}{\Psi_0(\vec{r})} \right]. \end{aligned} \quad (1.79)$$

Сомножитель перед квадратной скобкой представляет собой основную составляющую общего решения, отражающую поведение плотности нейтронов при достаточно большом времени после внесения возмущения; слагаемые суммы в квадратных скобках – парциальные вклады высших гармонических составляющих в полное решение для плотности нейтронов. Вклад каждого компонента суммы с учетом его изменения со временем определяется начальными условиями $\left(\frac{n_k(0)}{n_0(0)} \right)$, ве-

личной внесенного возмущения $\left(\frac{\beta - \rho_0}{\beta - \rho_k} \right)$ и периодом релаксации

$T_k^* = \left(\frac{1}{T_k} - \frac{1}{T_0} \right)^{-1}$. Поскольку период T_k либо больше T_0 , либо отрица-

телен, T_k^* всегда меньше нуля, вследствие чего все слагаемые суммы стремятся к нулю.

Судя по выражению (1.79), формирование асимптотического режима, при котором возможно разделение переменных и интерпретация нестационарного процесса в рамках модели "точечной" кинетики, занимает достаточно длительное время. Из общих качественных соображений можно заключить, что, поскольку в системе с распределенными свойствами переходный процесс состоит в формировании пространственного распределения концентрации эмиттеров, согласованного с распределением плотности нейтронов, то время переходного процесса должно быть соразмерно по крайней мере нескольким (4–5 и более) характерным временам жизни эмиттеров. При этом следует иметь в виду, что отдельные группы эмиттеров имеют достаточно большой диапазон времен жизни, и наряду с переформированием пространственного распределения происходит переформирование и их группового спектра. В рассмотренной модели этот эффект не учитывался.

Возможна ситуация, когда управляющие стержни в реакторе перемещаются таким образом, что изменяется только пространственное распределение плотности нейтронов, а реактор при этом остается критическим. В этом случае также имеет место переходный процесс, связанный с переформированием распределения концентраций эмиттеров, касающийся только высших гармонических составляющих.

1.11. Анализ пространственно-временных процессов на примере плоской одномерной модели реактора

В приведенном ранее анализе не делалось никаких допущений относительно геометрии активной зоны. Было важно, что существует полная система собственных функций, соответствующая данной геометрии, по которой может быть разложено искомое решение.

Некоторые количественные оценки, характеризующие особенности переходных процессов с учетом пространственной зависимости, можно продемонстрировать на одномерной плоской модели реактора. Пусть

размер реактора равен H . Тогда система собственных функций, удовлетворяющих граничным условиям на экстраполированных границах $x = 0$ и $x = H$ есть $\Psi_k(x) = \sin \frac{(k+1)\pi}{H} x$. Соответственно, собственные

значения: $\alpha_k^2 = \frac{(k+1)^2 \pi^2}{H^2}$. Рассмотрим частный случай, когда исходное

распределение плотности нейтронов в реакторе с однородными свойствами деформировано управляющими стержнями таким образом, что может быть представлено двумя собственными функциями: Ψ_0 и Ψ_1 .

$$n(x) = n_0 \Psi_0(x) + n_1 \Psi_1(x) = n_0 \left(\sin \frac{\pi x}{H} + \gamma_1 \sin \frac{2\pi x}{H} \right), \quad (1.80)$$

где $\gamma_1 = \frac{n_1}{n_0}$. Из условия положительности функции $n(x)$ следует огра-

ничение: $0 \leq |\gamma_1| \leq 0,5$. Учитывая замечания, сделанные в п. 1.3 относительно моделей описания переноса нейтронов, воспользуемся моделью с одной эффективной группой нейтронов, учитывающей перемещение нейтронов в процессе замедления, и во всех дальнейших рассуждениях заменим длину диффузии L на длину миграции M . Подставляя известную функцию $n(x)$ в эффективное одногрупповое уравнение диффузии:

$$\frac{d^2 n(x)}{dx^2} + \frac{k_\infty(x) - 1}{M^2} n(x) = 0 \quad (1.81)$$

и решая обратную задачу относительно $k_\infty(x)$, можно найти пространственную зависимость коэффициента размножения и его максимальное значение в пределах активной зоны, которые реализуют заданное пространственное распределение плотности нейтронов. В нашем конкретном примере k_∞ достигает максимального значения на границе активной зоны, соответствующей максимальному градиенту плотности нейтронов. При $\gamma_1 > 0$ это соответствует границе $x = 0$:

$$k_\infty^{\max} = k_\infty(0) = 1 + \left(\frac{\pi}{H} \right)^2 M^2 \frac{1 + 8\gamma_1}{1 + 2\gamma_1}. \quad (1.82)$$

При $\gamma_1 = 0$ выражение (1.82) переходит в классическое соотношение, связывающее коэффициент размножения бесконечной однородной среды с критическим размером активной зоны:

$$k_{\text{эф}} = 1 = \frac{k_{\infty}}{1 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 M^2}.$$

Чем сильнее деформация пространственного распределения плотности нейтронов, мерой которой служит параметр γ_1 , тем больше регулирующих стержней необходимо ввести в активную зону и тем большее значение должен иметь максимальный коэффициент размножения для обеспечения критического состояния. Если в какой-то момент регулирующие стержни извлекаются так, что коэффициент размножения k_{∞} становится постоянным и равным k_{∞}^{max} , реактор становится надкритическим с эффективным коэффициентом размножения

$$k_{\text{эф}} = \frac{1 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 M^2 \frac{1 + 8\gamma_1}{1 + 2\gamma_1}}{1 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 M^2}. \quad (1.83)$$

Выражение (1.83) можно представить в несколько ином виде:

$$k_{\text{эф}} = \frac{\frac{1}{\pi^2} \left(\frac{H}{M}\right)^2 + \frac{1 + 8\gamma_1}{1 + 2\gamma_1}}{\frac{1}{\pi^2} \left(\frac{H}{M}\right)^2 + 1}. \quad (1.83a)$$

На величину $k_{\text{эф}}$ и, соответственно, на запас реактивности, который компенсируется управляющими стержнями при заданной степени деформации распределения плотности нейтронов, влияют два параметра: $\frac{H}{M}$ и γ_1 . Чем меньше размер реактора $\frac{H}{M}$ и чем больше параметр γ_1 , характеризующий степень деформации распределения плотности ней-

тронов, тем больше величина $k_{эф}$ и, соответственно, больше запас реактивности, который должен быть скомпенсирован в стационарном состоянии. В табл. 1.4 представлены запасы реактивности (в процентах) в зависимости от параметров $\frac{H}{M}$ и γ_1 . Приведенные значения реактивности можно сравнить с типичной долей запаздывающих нейтронов, например, для урана-235, равной 0,65 %. Видно, что в случае реакторов больших размеров, порядка 50 длин миграции и более, весьма малый запас реактивности, соизмеримый с долей β , позволяет существенно деформировать пространственное распределение плотности нейтронов.

Таблица 1.4

$\frac{H}{M}$	γ_1		
	0,1	0,3	0,5
10	4,3 %	9,2 %	11,9 %
30	0,54 %	1,2 %	1,6 %
50	0,20 %	0,44 %	0,59 %
100	0,05 %	0,11 %	0,15 %

Проведем количественный анализ пространственно-временного переходного процесса для конкретного варианта реактора с размером активной зоны $\frac{H}{M} = 50$. Предположим, что в исходном состоянии реактор стационарен, но распределение плотности нейтронов в нем с помощью управляющих стержней деформировано таким образом, что функцию распределения можно представить в виде суммы (1.80) с $\gamma_1 = 0,5$. Рассмотрим три варианта переходного процесса, имеющих одно общее свойство: после перемещения управляющих стержней в момент $t = 0$ размножающие свойства (k_∞) реактора становятся однородными, но при этом:

- а) в реактор введена положительная реактивность $\rho_0 = + 0,2\beta$;
- б) реактор остается критическим, $\rho_0 = 0$;
- в) в реактор введена отрицательная реактивность $\rho_0 = - 0,2\beta$.

Для определенности примем величину β равной 0,0065 (0,65 %).

Во всех вариантах в реакторе рано или поздно установится пространственное распределение плотности нейтронов, соответствующее основной гармонической составляющей $\Psi_0(x) = \sin \frac{\pi}{H} x$. Оценим время, по истечении которого отличие плотности нейтронов в точках максимума первой гармонической составляющей $\Psi_1(x) = \sin \frac{2\pi}{H} x$ ($x = H/4$, $x = 3H/4$) от соответствующих асимптотических значений составит не более 1%. Пользуясь формулой (1.79), найдем искомое время из условия:

$$\left| \frac{n_1}{n_0} \frac{\beta - \rho_0}{\beta - \rho_1} e^{\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0}\right)t} \frac{\sin \frac{2\pi}{4}}{\sin \frac{\pi}{4}} \right| = 0,01. \quad (1.84)$$

В нашем случае $\frac{n_1}{n_0} = 0,5$, $\frac{\sin \frac{2\pi}{4}}{\sin \frac{\pi}{4}} = \sqrt{2}$. В результате условие (1.84)

сведется к виду:

$$\left| \frac{\beta - \rho_0}{\beta - \rho_1} e^{\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0}\right)t} \right| = \left| \frac{\beta - \rho_0}{\beta - \rho_1} e^{\frac{t}{T^*}} \right| = 0,0142. \quad (1.84a)$$

Используя формулы (1.75), (1.78) и учитывая, что средняя величина постоянной распада ядер-эмиттеров $\bar{\lambda} = 0,0765 \text{ с}^{-1}$, легко получить параметры, входящие в (1.84a), и найти время переходного процесса $t_{0,01}$ для различных вариантов задачи.

Результаты расчетов представлены в табл. 1.5. Как видно из данных табл. 1.5, время переходного процесса при заданных условиях составляет от четырех до шести средних времен жизни ядер-эмиттеров. При этом время переходного процесса при положительной реактивности [вариант а)] существенно меньше, чем при отрицательной реактивности [вариант в)]. Это связано с тем, что экспоненциальный рост амплитуды основной гармонической составляющей способствует более быстрому

формированию асимптотического пространственного распределения. При отрицательной реактивности и уменьшении амплитуды основной гармонической составляющей ситуация противоположная: относительный вклад первой гармонической составляющей остается значительным более длительное время. При нулевой реактивности [вариант б)] переходный процесс состоит в перераспределении концентрации эмиттеров и плотности нейтронов на фоне неизменной основной гармонической составляющей.

Таблица 1.5

Параметр	Вариант		
	а)	б)	в)
ρ_0	0,0013	0	- 0,0013
ρ_1	- 0,0105	- 0,0118	- 0,0144
T_0 , с	52	∞	- 78
T_1 , с	- 21,05	- 20,16	- 18,87
T^* , с	- 15,0	- 20,2	- 24,9
$t_{0,01}$, с	46	65	81

Время переходного процесса формирования асимптотического распределения зависит от размера реактора. Для сравнения укажем, что в случае реактора с размером $\frac{H}{M} = 10$ для варианта, аналогичного варианту б) предыдущего примера, время переходного процесса составляет около 7 с, т.е. меньше почти на порядок.

Изложенный в п. 1.10 подход к анализу пространственно-временных процессов в реакторе может быть легко распространен на модель с шестью группами эмиттеров запаздывающих нейтронов.

В этом случае нестационарное уравнение диффузии преобразуется в k (по числу гармоник) наборов систем уравнений "точной" кинетики, причем каждая из систем состоит из семи уравнений для соответствующей гармонической составляющей плотности нейтронов и шести групп эмиттеров. Решение такой системы может быть получено численными методами. В качестве примера, демонстрирующего различие между "точной" шестигрупповой и приближенной одногрупповой моделями, в табл. 1.6 приведены результаты расчетов времени переходного

го процесса в модели с шестью группами эмиттеров для тех же исходных данных и условий, что и в выше рассмотренном примере.

Таблица 1.6

Параметр	Вариант		
	а)	б)	в)
ρ_0	0,0013 (0,2 β)	0	- 0,0013 (- 0,2 β)
$t_{0,01}, c$	35	95	300

Сравнивая результаты, приведенные в табл. 1.5 и 1.6, можно видеть, что при положительной реактивности формирование асимптотического распределения плотности нейтронов происходит быстрее, чем следует из оценки с одной группой эмиттеров. Напротив, при отрицательной реактивности формирование асимптотического распределения происходит существенно медленнее, чем предсказывает приближенная модель. Так, в приведенном примере с отрицательной реактивностью, равной $-0,2\beta$, асимптотическое распределение в виде основной гармонической составляющей с точностью до 1 % наступает через 300 с, в то время как модель с одной группой дает соответствующее время порядка 80 с. Существенное различие в оценке времени установления асимптотического распределения (65 и 95 с) имеет место даже при нулевой реактивности, когда нестационарный процесс состоит только в перераспределении полей нейтронов и эмиттеров при неизменной основной гармонической составляющей.

Объяснение полученным расхождениям между "точной" и приближенной моделями можно найти, обратившись к п. 1.5. Скорость нарастания или спада плотности нейтронов зависит от величины введенной реактивности и от среднего времени жизни эмиттеров запаздывающих нейтронов. Как было отмечено в п. 1.5, среднее время жизни эмиттеров, определяющее скорость их распада и появления запаздывающих нейтронов, зависит от спектра эмиттеров. При положительной реактивности спектр эмиттеров смещается в сторону короткоживущих компонентов, что приводит к уменьшению среднего времени жизни эмиттеров и увеличению скорости нарастания плотности нейтронов по сравнению с одногрупповой моделью, не учитывающей этого эффекта. При отрицательной реактивности, наоборот, спектр эмиттеров смещается в сторону долгоживущих компонентов, в результате чего среднее время жизни

эмиттеров возрастает, и спад плотности нейтронов протекает медленнее, чем предсказывает одnogрупповая модель. Приведенные рассуждения могут быть полностью отнесены к моментам функции пространственного распределения плотностей нейтронов и эмиттеров. Поведение нулевого момента как функции времени определяется величиной введенной реактивности ρ_0 , которая может быть как положительной, так и отрицательной. Реактивность первого момента, характеризующего отклонение от асимптотического распределения, в практически важных случаях всегда отрицательная, и, соответственно, среднее время жизни эмиттеров для этого компонента существенно больше, чем для нулевого момента. Это, естественно, замедляет формирование асимптотического распределения плотности нейтронов.

В приведенном примере рассмотрены ситуации, связанные с относительно небольшими изменениями реактивности. Численный анализ показывает, что при больших отрицательных реактивностях возможны ситуации, когда асимптотическое пространственное распределение плотности нейтронов в реакторе вообще не устанавливается, что объясняется близостью или практическим совпадением периодов для нулевого и высших моментов функции распределения плотности нейтронов.

Пространственно-временная зависимость плотности нейтронов в реакторах больших размеров может быть существенна при управлении полем энерговыделения, моделировании аварийных ситуаций, оценке эффективности стержней управления и аварийной защиты.

2. ДИНАМИКА РЕАКТОРА ("ТОЧЕЧНАЯ" МОДЕЛЬ)

2.1. Обратные связи в реакторе. Основные понятия и определения

При работе реактора на достаточно высоком уровне мощности физические параметры (температуры, плотности) компонентов активной зоны, влияющих на спектр, эффективные сечения взаимодействия и баланс нейтронов, могут изменяться в результате воздействия различных факторов: изменения самой мощности, изменения условий теплоотвода, отклонений основных технологических параметров от проектных значений (расход теплоносителя, температурные режимы, давление в 1-м контуре и пр.). Изменения реактивности, вызванные изменением физи-

ческих параметров компонентов активной зоны, называют *обратными связями*. Обратные связи могут проявить себя как существенный фактор в нестационарных процессах и, соответственно, в обеспечении безопасности реактора.

Строго говоря, влияние обратных связей может быть учтено путем введения непосредственной явной зависимости эффективных нейтронных сечений от физических параметров компонентов активной зоны, включая их пространственную зависимость, в нестационарном уравнении переноса нейтронов. При этом, естественно, математическая модель должна включать в себя уравнения, устанавливающие связь физических параметров с мощностью и распределением энерговыделения в реакторе. Такого рода модели, претендующие на достаточно детальное комплексное описание совокупности нейтронно- и теплофизических процессов в активных зонах, разрабатываются применительно к конкретным типам реакторов и используются для обоснования безопасности их эксплуатационных режимов.

Для демонстрации особенностей и качественного физического анализа нестационарных процессов при наличии обратных связей может быть использован более простой подход, основанный на модели точечной кинетики и осредненных по активной зоне физических параметрах. В приближении точечной кинетики единственным параметром, определяющим характер нестационарного процесса, является реактивность ρ . Поскольку наличие обратных связей, влияющих на баланс нейтронов, в конечном счете сказывается на величине реактивности, будем считать реактивность непосредственно функцией физических параметров, характеризующих состояние активной зоны: $\rho = \rho(T_T, T_{T/H}, T_3, \gamma_{T/H}, \gamma_3, \dots)$, где T_T – температура топлива; $T_{T/H}$ – температура теплоносителя; T_3 – температура замедлителя (если он присутствует как отдельный компонент активной зоны); $\gamma_{T/H}$ – плотность теплоносителя; γ_3 – плотность замедлителя. Предположим, что исходное состояние активной зоны характеризуется совокупностью физических параметров $T_{T0}, T_{T/H0}, T_{30}, \gamma_{T/H0}, \gamma_{30}$. Если в какой-то момент времени по внешней или внутренней причине произошло изменение физических параметров, повлекшее за собой изменение реактивности, то, воспользовавшись разложением функции ρ в ряд Тейлора по перечисленной совокупности параметров и ограничиваясь линейным приближением, получим:

$$\begin{aligned} \rho(T_T, T_{T/H}, T_3, \gamma_{T/H}, \gamma_3) = \rho_0(T_{T0}, T_{T/H0}, T_{30}, \gamma_{T/H0}, \gamma_{30}) + \\ + \frac{\partial \rho}{\partial T_T} (T_T - T_{T0}) + \frac{\partial \rho}{\partial T_{T/H}} (T_{T/H} - T_{T/H0}) + \frac{\partial \rho}{\partial T_3} (T_3 - T_{30}) + \\ + \frac{\partial \rho}{\partial \gamma_{T/H}} (\gamma_{T/H} - \gamma_{T/H0}) + \frac{\partial \rho}{\partial \gamma_3} (\gamma_3 - \gamma_{30}), \end{aligned} \quad (2.1)$$

или, обозначив совокупность физических параметров через \vec{x} , где x_i – компоненты вектора \vec{x} ,

$$\rho(\vec{x}) = \rho_0(\vec{x}_0) + \sum_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} (x_i - x_{i0}), \quad (2.1a)$$

ρ_0 – внешнее изменение реактивности (если оно имело место). Частные производные $\frac{\partial \rho}{\partial x_i}$, отражающие чувствительность реактивности по отношению к изменению физических параметров активной зоны, называются *коэффициентами реактивности* и обычно обозначаются через α_i ($\alpha_T, \alpha_{T/H}, \alpha_\gamma$ и т.д.):

$$\alpha_i = \frac{\partial \rho}{\partial x_i}. \quad (2.2)$$

Изменения реактивности, связанные с изменением физических параметров, называются *эффектами реактивности*:

$$\Delta \rho_i = \alpha_i (x_i - x_{i0}). \quad (2.3)$$

Поскольку физические параметры активной зоны в нестационарных процессах могут изменяться со временем, то реактивность благодаря обратным связям также изменяется со временем. При этом сами обратные связи через реализующие их коэффициенты реактивности могут изменяться в ходе нестационарного процесса. Таким образом в реакторе при наличии обратных связей могут возникать достаточно сложные переходные процессы, по своему характеру существенно отличающиеся от простых кинетических процессов при внешних изменениях реактивности.

Если причиной изменения совокупности физических параметров активной зоны является изменение мощности, возникшее вследствие

внешнего воздействия на реактивность, то может быть определена еще одна важная характеристика реактора – *мощностной коэффициент реактивности*:

$$\alpha_w = \frac{d\rho}{dw}. \quad (2.4)$$

Под обозначением "w" может подразумеваться полная мощность реактора, относительная мощность, удельная мощность активной зоны. В зависимости от определения мощности используется та или иная размерность мощностного коэффициента α_w . Мощностной коэффициент является важной и удобной характеристикой реактора для задач управления. Если мощностной коэффициент отрицателен, то существует связь между изменением асимптотического значения мощности и изменением величины реактивности, возвращающей реактор в стационарное состояние после внешнего возмущения: $\Delta\rho = \alpha_w \Delta w$. Эта связь может быть использована для определения мощностного коэффициента на действующем реакторе.

Поскольку истинными причинами изменения баланса нейтронов и реактивности в переходных процессах являются изменения физических параметров активной зоны, можно установить связь мощностного коэффициента с коэффициентами реактивности по этим параметрам:

$$\alpha_w = \frac{d\rho}{dw} = \sum_i \frac{\partial\rho}{\partial x_i} \frac{dx_i}{dw} = \sum_i \alpha_i \frac{dx_i}{dw}, \quad (2.5)$$

где под \tilde{x}_i подразумевается установившееся, асимптотическое значение параметра x_i как функции мощности. Это утверждение требует пояснения. При быстром, например, скачкообразном изменении реактивности, приводящем к быстрому изменению мощности, физические параметры активной зоны (температуры топлива, замедлителя и др.) в силу инерционности из-за конечной массы и теплоемкости не сразу приобретают значения, соответствующие достигнутому асимптотическому уровню мощности. В быстром переходном процессе сами параметры x_i и, соответственно, производные $\frac{dx_i}{dw}$ становятся функциями времени. В этих условиях определение (2.5) теряет смысл, поскольку α_w перестает быть константой. Только по прошествии определенного времени, при дости-

жении физическими параметрами асимптотических значений, устанавливается однозначное соответствие между физическими параметрами и мощностью, позволяющее определить коэффициент как константу, характеризующую свойства активной зоны. Отсюда следует один важный вывод: *нельзя использовать мощностной коэффициент реактивности при анализе быстропотекающих динамических процессов*, характеризующихся скоростями протекания, превышающими скорость изменения физических параметров активной зоны. В частности, такая ситуация может возникать при аварийных процессах с быстрым вводом положительной реактивности. Но если управление реактором осуществляется плавными изменениями реактивности и медленными изменениями мощности так, что основные физические параметры, существенные для безопасности (температура топлива, температура и плотность теплоносителя), в переходном процессе в каждый момент успевают достигать своих асимптотических значений, то использование мощностного коэффициента реактивности вполне оправдано.

Как и все коэффициенты реактивности, определяемые через первую производную реактивности по изменяемому физическому параметру, мощностной коэффициент сам может быть функцией мощности и совокупности исходных значений физических параметров активной зоны, т.е. состояния реактора. В Правилах ядерной безопасности [11] сформулированы общие требования к коэффициентам реактивности, состоящие в том, что значения коэффициентов реактивности по удельному объему теплоносителя, по температуре теплоносителя, по температуре топлива и по мощности реактора не должны быть положительными во всем диапазоне изменения параметров реактора при нормальной эксплуатации, нарушениях нормальной эксплуатации и проектных авариях.

Правила ядерной безопасности не устанавливают каких-либо требований к количественным значениям коэффициентов реактивности. Тем не менее следует иметь в виду, что отрицательные обратные связи реализуют сопротивление любому внешнему воздействию, будь то случайное изменение физических свойств активной зоны, вызванное нарушениями нормальной эксплуатации, плановое изменение реактивности, связанное с управлением мощностью, или аварийный останов реактора. Из общих соображений можно заключить, что количественные значения коэффициентов реактивности должны быть такими, чтобы соответ-

ствующие отрицательные обратные связи не влияли на управляемость и безопасность реактора.

В качестве внешних причин, приводящих к возмущениям физических параметров и баланса нейтронов в активной зоне, могут быть изменения расхода и входной температуры теплоносителя, изменение давления в первом контуре, изменение концентрации растворенного в теплоносителе поглотителя (борной кислоты) и пр. Соответственно, могут быть определены коэффициенты реактивности по расходу, входной температуре, давлению и т.д. Например, коэффициент реактивности по расходу теплоносителя можно определить следующим образом:

$$\alpha_{G_{Т/Н}} = \frac{\partial \rho}{\partial G_{Т/Н}} = \sum_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \frac{dx_i}{dG_{Т/Н}} = \sum_i \alpha_i \frac{d\tilde{x}_i}{dG_{Т/Н}}. \quad (2.6)$$

Подобным образом могут быть определены и другие коэффициенты реактивности по входным параметрам. Они могут быть получены из измерений на действующем реакторе и использованы при исследованиях комплексных динамических процессов в первом контуре.

2.2. Коэффициенты реактивности по физическим параметрам активной зоны

Каковы бы ни были внешние воздействия, приводящие к развитию переходных процессов, все они проявляют себя через изменение внутренних физических свойств активной зоны, непосредственно влияющих на баланс нейтронов. В общем случае для нахождения коэффициентов реактивности по физическим параметрам активной зоны, по сути являющихся ее физическими характеристиками, могут быть использованы прямые расчеты или расчеты с применением теории возмущений. В частном случае, для реакторов на тепловых нейтронах оценка основных коэффициентов реактивности может быть произведена на основе классической формулы четырех сомножителей: $k_{\infty} = \eta \mu \phi$, где η – число вторичных нейтронов на захват в топливе; μ – коэффициент размножения на быстрых нейтронах; ϕ – вероятность избежать захвата при замедлении; θ – вероятность захвата в топливе (коэффициент использования тепловых нейтронов). Согласно определению эффективный коэффициент размножения $k_{эф} = k_{\infty} P$, где P – вероятность избежать утечки.

Учитывая, что $\rho = \frac{k_{\text{эф}} - 1}{k_{\text{эф}}}$, коэффициент реактивности по произвольно-

му физическому параметру x_i можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \alpha_i &= \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = \frac{1}{k_{\text{эф}}^2} \frac{\partial k_{\text{эф}}}{\partial x_i} = \frac{1}{k_{\text{эф}}} \frac{1}{\eta \mu \varphi \theta P} \frac{\partial (\eta \mu \varphi \theta P)}{\partial x_i} = \\ &= \frac{1}{k_{\text{эф}}} \left(\frac{1}{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial x_i} + \frac{1}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x_i} + \frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial x_i} \right). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Если в исходном состоянии реактор критичен, т.е. $k_{\text{эф}} = 1$, коэффициент перед скобкой равен 1. Ценность формулы (2.7) состоит в том, что она позволяет выразить коэффициент реактивности через составляющие баланса нейтронов и таким образом дать ему четкую физическую интерпретацию.

Коэффициент реактивности по температуре топлива. Основным физическим механизмом, реализующим связь реактивности с температурой топлива в реакторах современных типов, является эффект Доплера в резонансном захвате. Сечения захвата нейтронов на сырьевых нуклидах, входящих в состав топлива (уран-238, торий-232), в области замедления имеют резонансный характер, который можно продемонстрировать с помощью формулы Брейта-Вигнера для изолированного резонансного уровня и покоящегося ядра-поглотителя:

$$\sigma_c(E) = \frac{\sigma_c(E_0)}{1 + \left(\frac{E - E_0}{\Gamma/2} \right)^2},$$

где $\sigma_c(E_0)$ – сечение в пике резонанса, а Γ – ширина резонанса, соразмерная по величине энергии теплового движения ядер поглотителя ($\sim 0,1$ эВ).

Рост температуры топлива приводит к увеличению скорости теплового движения ядер резонансного поглотителя, следствием чего является расширение диапазона энергий нейтронов, при которых относительная скорость и относительная энергия нейтрона и ядра соответствуют резонансному взаимодействию (рис. 2.1).

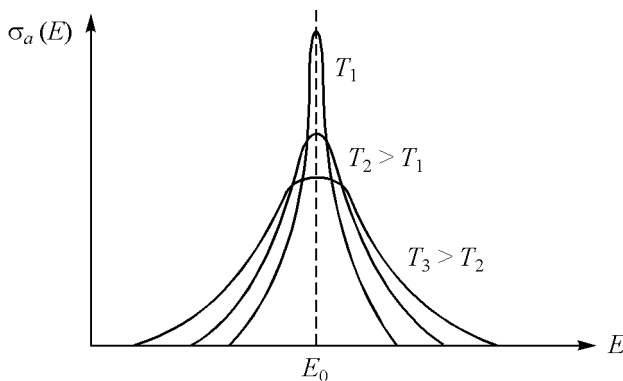


Рис. 2.1. Зависимость эффективного сечения захвата нейтронов от энергии в области резонанса при различных температурах топлива

Поскольку единственным параметром, связанным с резонансным захватом, является параметр ϕ , выражение для коэффициента реактивности по температуре топлива принимает вид

$$\alpha_{T_T} = \frac{1}{\phi} \frac{d\phi}{dT_T}. \quad (2.8)$$

Для оценки величины коэффициента α_{T_T} воспользуемся известным выражением для вероятности избежать резонансного захвата ϕ через эффективный резонансный интеграл резонансного поглотителя $J_{\text{эф}}$ и его зависимость от температуры топлива:

$$\phi = \exp \left\{ - \frac{N^P V_{\text{бл}} J_{\text{эф}}}{\xi \Sigma_s V_3} \right\}, \quad (2.9)$$

где N^P – концентрация резонансного поглотителя в топливе; $V_{\text{бл}}$ – объем блока топлива; $\xi \Sigma_s$ – замедляющая способность; V_3 – объем замедлителя.

$$J_{\text{эф}}(T) = J_{\text{эф}}(T_0) [1 + \beta_T (\sqrt{T} - \sqrt{T_0})], \quad (2.10)$$

где $T_0 = 300$ К – исходная температура топлива; T – рабочая температура; β_T – коэффициент, зависящий от вида топлива. Подставляя выраже-

ние (2.10) в (2.9) и вычисляя коэффициент α_{T_T} по формуле (2.8), легко получить следующее выражение:

$$\alpha_{T_T} = -\frac{N^p V_{\text{бл}} J_{\text{эф}}(T_0)}{\xi \Sigma_s V_3} \frac{\beta_T}{2\sqrt{T}} = \ln \varphi \cdot \frac{\beta_T}{2\sqrt{T}}. \quad (2.11)$$

Коэффициент β_T (не путать с долей запаздывающих нейтронов!) зависит от вида топлива и резонансного поглотителя. Для урана-238 в металлическом уране $\beta_T \cong 0,6 \cdot 10^{-2}$. Для урана-238 в виде диоксида $\beta_T \cong 0,8 \cdot 10^{-2}$. Для тория-232 в виде диоксида $\beta_T \cong 1,5 \cdot 10^{-2}$. Пользуясь приведенными данными, легко оценить величину коэффициента α_{T_T} для типичных вариантов активных зон. Так, для активной зоны легководного реактора с топливом в виде оксида урана при вероятности избежать резонансного захвата $\varphi = 0,8$ и температуре топлива 1000 К коэффициент реактивности $\alpha_{T_T} = -2,8 \cdot 10^{-5}$ 1/К. Порядок 10^{-5} является характерным для коэффициента реактивности по температуре топлива.

Судя по выражению (2.11), коэффициент α_{T_T} существенно зависит от самой величины вероятности избежать резонансного захвата φ и от температуры топлива T . Например, при уменьшении φ с 0,8 до 0,75 (что может быть связано, в частности, с изменением плотности замедлителя) коэффициент α_{T_T} при той же температуре топлива возрастает до значения $-3,6 \cdot 10^{-5}$. При увеличении температуры топлива с 1000 до 1600 К коэффициент α_{T_T} снижается с $-2,8 \cdot 10^{-5}$ до $-2,23 \cdot 10^{-5}$. Из приведенных оценок следует, что при переходных процессах, сопровождающихся значительными изменениями физических свойств активной зоны, сам коэффициент реактивности α_{T_T} может существенно изменяться. Это, как было отмечено, налагает определенные ограничения на использование динамических моделей с постоянными коэффициентами для количественных исследований.

Следует обратить внимание на еще одно важное обстоятельство, связанное с определением температуры топлива. Фактически в работающем на мощности ядерном реакторе температура топлива распределена по радиусу тепловыделяющего элемента (ТВЭЛ) так, что перепад температуры от центра к краю может составлять несколько сотен гра-

дусов. Поскольку эффект Доплера зависит от температуры топлива, возникает проблема определения средней температуры, которую можно использовать при оценке коэффициента реактивности. Простейший способ усреднения, обеспечивающий разумную оценку коэффициента реактивности, состоит в усреднении по объему топлива. В частности, для твэла цилиндрической формы радиусом топливной таблетки R в предположении, что температура топлива распределена по параболическому закону, средняя температура определяется простым соотношением:

$$\bar{T} = T(R) + \frac{T(0) - T(R)}{2}. \quad (2.12)$$

Для резонансных поглотителей коэффициент реактивности по температуре топлива всегда отрицательный. Но если резонансный поглотитель отсутствует или присутствует в незначительных количествах, при использовании высокообогащенного топлива возможна ситуация, когда эффект Доплера на делящихся нуклидах приведет к возникновению положительного температурного коэффициента реактивности.

Если в состав топлива входят компоненты из легких ядер, хорошо замедляющие нейтроны (топливо жидкосолевых реакторов, топливные элементы высокотемпературных газографитовых реакторов и др.), возможно появление дополнительного температурного эффекта, связанного с локальным изменением спектра тепловых нейтронов. Но, как правило, эффект Доплера в резонансном захвате остается доминирующим.

При изменении мощности реактора температура топлива меняется достаточно быстро, но отнюдь не мгновенно. Предположим, что скачкообразное изменение мощности на некоторую величину ΔW приводит к асимптотическому изменению температуры топлива на ΔT . Переходный процесс изменения температуры топлива можно приближенно представить в виде

$$T(t) = T_0 + \Delta T \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_T}}\right), \quad (2.13)$$

где τ_T – постоянная времени тепловыделяющего элемента, зависящая от его геометрических размеров, плотности γ , теплоемкости c и теплопроводности λ топлива. Для тепловыделяющих элементов цилиндрической формы радиусом топливной таблетки R постоянную времени можно оценить по следующей формуле:

$$\tau_T \approx \frac{\gamma c R^2}{4\lambda}. \quad (2.14)$$

Например, для тепловыделяющих элементов с оксидным топливом, имеющим плотность 10 г/см^3 , теплоемкость $0,3 \text{ Дж/г} \cdot \text{К}$, теплопроводность $3 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см} \cdot \text{с} \cdot \text{К}$, при радиусе топливной таблетки $R = 0,5 \text{ см}$ постоянная времени τ_T равна $\sim 6 \text{ с}$.

Эффекты реактивности, связанные с изменениями температуры топлива, можно соотнести с характерной величиной эффективной доли запаздывающих нейтронов β . Пусть, например, температурный коэффициент $\alpha_{T_T} = -3 \cdot 10^{-5} \text{ 1/К}$. Тогда в случае использования уранового топлива с долей запаздывающих нейтронов $\beta = 6,5 \cdot 10^{-3}$ изменение температуры на 217 градусов приводит к эффекту реактивности, равному β . При использовании плутониевого топлива с долей запаздывающих нейтронов, втрое меньшей, чем у урана-235, для получения эффекта, равного β , достаточно изменить температуру всего на 72 градуса.

Отрицательная обратная связь по температуре топлива играет благоприятную стабилизирующую роль, препятствуя неуправляемому росту мощности при случайном введении положительной реактивности. Таким образом, она является эффективным элементом внутренней безопасности реактора. В то же время она может создавать определенные трудности при выключении реактора, создавая сопротивление вводу отрицательной реактивности.

Коэффициент реактивности по плотности теплоносителя. Эффект реактивности, связанный с изменением плотности жидкого теплоносителя, — один из наиболее важных в обосновании безопасности и управляемости реактора, поскольку он является практически мгновенным. Время его возникновения определяется временем прохождения теплоносителя через активную зону, которое при нормальной работе реактора обычно составляет доли секунды. Причинами его возникновения могут быть изменение температуры теплоносителя, закипание теплоносителя, попадание в теплоноситель пузырьков газа и пр. Изменение плотности теплоносителя может, в принципе, повлиять на все параметры формулы четырех сомножителей и на вероятность избежать утечки. Так что, строго говоря, в выражении (2.7) для соответствующего коэффициента реактивности α_γ следовало бы сохранить все слагаемые. Дей-

ствительно, изменение плотности теплоносителя может отразиться на спектре нейтронов и повлиять на средние сечения захвата и деления, а через них – на параметр η . Изменение плотности также может повлиять на перенос быстрых "надпороговых" нейтронов между соседними твэлами и на коэффициент μ . Изменение замедляющих свойств среды отражается на вероятности избежать резонансного захвата ϕ , а поглощающих свойств – на коэффициенте использования тепловых нейтронов θ . Вероятность избежать утечки чувствительна к изменению миграционных свойств активной зоны. Таким образом, полный коэффициент реактивности по плотности теплоносителя складывается из отдельных составляющих, дающих различный не только по величине, но и по знаку вклад в суммарную величину α_γ . Если рассматривать эффект реактивности по плотности теплоносителя как фактор внутренней безопасности, то нетрудно установить благоприятный знак коэффициента α_γ : он должен быть положительным, чтобы уменьшение плотности теплоносителя сопровождалось падением реактивности.

В современных энергетических реакторах типа ВВЭР и РБМК наиболее чувствительными параметрами к изменению плотности теплоносителя являются ϕ и θ . Пренебрегая вкладом прочих составляющих как величин второго порядка малости, получим соответствующие упрощенные выражения для α_γ . Сначала рассмотрим ситуацию, типичную для реакторов типа ВВЭР, когда теплоноситель одновременно является единственным замедлителем нейтронов в активной зоне. В соответствии с принятыми допущениями, представим коэффициент α_γ в виде:

$$\alpha_\gamma = \frac{d\rho}{d\gamma} = \frac{1}{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \gamma} + \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial \gamma}. \quad (2.15)$$

В выражении (2.15) первое слагаемое $\frac{1}{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \gamma}$ дает благоприятную, положительную составляющую в α_γ , поскольку вероятность избежать резонансного захвата растет с ростом плотности теплоносителя. Второе слагаемое $\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial \gamma}$, напротив, дает неблагоприятную отрицательную составляющую: коэффициент использования тепловых нейтронов умень-

шается с ростом плотности теплоносителя. Знак коэффициента α_γ зависит от того, какое слагаемое превалирует в сумме.

Для расчета составляющих коэффициента α_γ воспользуемся известными классическими выражениями для φ и θ с небольшой и достаточно очевидной модернизацией, позволяющей в явном виде учесть их зависимость от плотности теплоносителя. Так, вероятность избежать резонансного захвата φ представим в виде

$$\varphi = \exp \left[- \frac{N^P V_{\text{бл}} J_{\text{эф}}}{(\xi \Sigma_s V)_{\text{H}_2\text{O}} \frac{\gamma}{\gamma_0}} \right], \quad (2.16)$$

где γ_0 – исходная плотность теплоносителя – замедлителя, а γ – ее текущее переменное значение. Поскольку замедляющая способность пропорциональна плотности теплоносителя, отношение $\frac{\gamma}{\gamma_0}$ характеризует

изменение замедляющей способности и соответствующее изменение вероятности избежать резонансного захвата. При $\gamma = \gamma_0$ получаем исходное значение φ . С учетом введенной поправки легко получить искомую составляющую коэффициента реактивности:

$$\frac{1}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial \gamma} = \frac{1}{\gamma} (-\ln \varphi). \quad (2.17)$$

Аналогично, выражение для коэффициента использования тепловых нейтронов может быть скорректировано с учетом отношения γ/γ_0 :

$$\theta = \frac{1}{1 + \frac{(\Sigma_c V \Phi)_{\text{H}_2\text{O}} \frac{\gamma}{\gamma_0}}{(\Sigma_a V \Phi)_{\text{бл}} \frac{\gamma}{\gamma_0}}}. \quad (2.18)$$

Составляющая коэффициента реактивности, связанная с параметром θ , может быть представлена в виде

$$\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial \gamma} = -\frac{1}{\gamma} (1 - \theta). \quad (2.19)$$

Окончательное выражение для коэффициента реактивности по плотности теплоносителя применительно к реактору типа ВВЭР:

$$\alpha_{\gamma} = -\frac{1}{\gamma}[\ln \varphi + (1 - \theta)]. \quad (2.20)$$

Как видно из полученного выражения, коэффициент α_{γ} в принципе может иметь как положительный, так и отрицательный знак в зависимости от соотношения между φ и θ . Чем ниже коэффициент использования тепловых нейтронов θ и чем выше вероятность избежать резонансного захвата φ , тем больше риск получения неблагоприятного, отрицательного коэффициента реактивности α_{γ} .

Эффект реактивности, связанный с изменением плотности теплоносителя, имеет особое значение в кипящих легководных реакторах. Естественно, для обеспечения стабильной работы кипящего реактора плотностной коэффициент должен быть положительным. Но если он – положительный и слишком большой, есть риск большого увеличения реактивности при выводе реактора из режима кипения, при "схлопывании" пузырьков пара в активной зоне. Критерием для обоснования величины коэффициента реактивности является эффективная доля запаздывающих нейтронов. Эффекты реактивности, связанные с изменением плотности, как правило, должны быть меньше $\beta_{\text{эф}}$, чтобы вносимые возмущения могли оперативно компенсироваться системой управления.

В России класс реакторов с кипящим теплоносителем представлен канальными реакторами РБМК. Плотностной (или связанный с ним паровой) коэффициент и эффект реактивности в реакторах РБМК привлекает особое внимание специалистов после аварии на Чернобыльской АЭС в апреле 1986 г. Особенностью конструкции активной зоны реакторов РБМК является наличие двух типов замедлителей: твердого – графита и жидкого – кипящей воды, выполняющей функцию теплоносителя. При этом основной замедлитель – графит, относительная доля которого в замедлении нейтронов настолько велика, что вероятность избежать резонансного захвата слабо чувствительна к изменениям плотности кипящей воды в каналах реактора. Можно построить приближенную модель для анализа коэффициента реактивности по плотности кипящего теплоносителя подобно тому, как это было сделано ранее для реакторов типа ВВЭР. Будем исходить из тех же предположений, что основными параметрами, определяющими коэффициент реактивности, являются φ и θ . Представим эти параметры с учетом зависимости от плотности теплоносителя:

$$\varphi = \exp \left[- \frac{N^P V_{\text{бл}} J_{\text{эф}}}{(\xi \Sigma_s V)_C + (\xi \Sigma_s V)_{\text{H}_2\text{O}} \frac{\gamma}{\gamma_0}} \right]; \quad (2.21)$$

$$\theta = \frac{1}{1 + \frac{(\Sigma_c V \Phi)_C}{(\Sigma_a V \Phi)_{\text{бл}}} + \frac{(\Sigma_c V \Phi)_{\text{H}_2\text{O}}}{(\Sigma_a V \Phi)_{\text{бл}}} \frac{\gamma}{\gamma_0}}, \quad (2.22)$$

где индексы "С" "H₂O" относятся, соответственно, к графиту и воде в каналах. Подставляя выражения для φ и θ в (2.15), получим формулу для α_γ :

$$\alpha_\gamma = - \frac{1}{\gamma} \left[\frac{\ln \varphi}{1 + \frac{(\xi \Sigma_s V)_C}{(\xi \Sigma_s V)_{\text{H}_2\text{O}}}} + \frac{1 - \theta}{1 + \frac{(\Sigma_c V \Phi)_C}{(\Sigma_c V \Phi)_{\text{H}_2\text{O}}}} \right]. \quad (2.23)$$

Нетрудно увидеть, что при отсутствии твердого замедлителя – графита формула (2.23) переходит в полученную ранее формулу (2.20). Из выражения (2.23) следует, что наличие дополнительного замедлителя – графита в ячейке реактора приводит к существенному ослаблению благоприятного эффекта, связанного с резонансным захватом нейтронов. Формально неблагоприятная, отрицательная составляющая коэффициента α_γ , связанная с коэффициентом использования тепловых нейтронов, также несколько ослаблена из-за присутствия во втором слагаемом поправки на захват в графите, но она существенно меньше, чем поправка на замедление в первом слагаемом. Чтобы убедиться в этом, достаточно сравнить замедляющие способности и макросечения захвата тепловых нейтронов для графита и воды.

В соответствии со сложившейся традицией эффекты реактивности, связанные с изменением плотности кипящего теплоносителя, принято оценивать не через плотность, а через паросодержание. Паросодержание в теплоносителе обычно обозначают буквой φ (не путать с вероятностью избежать резонансного захвата!). Соответствующий коэффици-

ент реактивности по паросодержанию α_φ связан с коэффициентом по плотности α_γ простым и достаточно очевидным соотношением:

$$\alpha_\varphi = \frac{d\rho}{d\varphi} = \frac{d\rho}{d\gamma} \frac{d\gamma}{d\varphi} = \alpha_\gamma \frac{d\gamma}{d\varphi}. \quad (2.24)$$

Поскольку эффекты реактивности принято сопоставлять с величиной доли запаздывающих нейтронов β , выражение для коэффициента реактивности α_φ часто представляют в виде:

$$\alpha_\varphi = \alpha_\gamma \frac{d\gamma}{d\varphi} \frac{1}{\beta}. \quad (2.24a)$$

Производная $\frac{d\gamma}{d\varphi}$ всегда отрицательна (с ростом паросодержания

плотность уменьшается), поэтому знак α_φ противоположен знаку α_γ .

Если коэффициент α_γ положителен, то с ростом паросодержания по любой причине реактивность падает.

Формулы (2.23), (2.24) могут быть применены к любому каналному реактору с кипящим теплоносителем, например к реакторам с тяжеловодным замедлителем типа SGHWR или Фуген.

Здесь уместно сделать одно важное замечание, касающееся специфики плотностного (или парового) коэффициента реактивности в канальных реакторах с кипящим теплоносителем и возможности использования "точечной" модели для оценки соответствующих эффектов реактивности. Как правило, это реакторы больших размеров, относящиеся к классу слабо связанных по нейтронам систем, с высокой чувствительностью нейтронного поля к локальным возмущениям. Кипение теплоносителя и его переменная плотность по высоте канала приводит к сильной пространственной зависимости локальных размножающих свойств и к соответствующей их чувствительности к локальным изменениям паросодержания. Учитывая, что полученная формула (2.23) построена на балансе изменения φ и θ , ее можно применить для оценки чувствительности локального коэффициента размножения. Коэффициенты φ и θ являются функциями плотности теплоносителя и при этом имеют производные противоположного знака, откуда следует, что локальный коэффициент чувствительности $\alpha_\gamma(z)$ (z – координата по высо-

те канала) может быть не просто переменным, а знакопеременным в пределах активной зоны. Это означает, что если коэффициент реактивности α_γ , оцененный по средней плотности теплоносителя, равен или близок нулю, то в активной зоне наверняка есть области, в которых локальный коэффициент чувствительности $\alpha_\gamma(z)$ либо больше, либо меньше нуля. При этом любые внешние возмущения, приводящие к изменению как средней плотности теплоносителя, так и ее распределения по высоте каналов, будут сопровождаться деформацией пространственного распределения плотности нейтронов и энерговыделения по объему активной зоны. Если пространственное распределение плотности нейтронов изменяется со временем, то пространственная и временная переменные не разделяются, и модель «точечной» кинетики неприменима. *Коэффициент реактивности α_γ (или α_φ), определенный через изменение средней плотности теплоносителя (или паросодержания), может служить только качественной оценкой, но отнюдь не количественным критерием безопасности реактора.*

Обращаясь к опыту разработки и эксплуатации реакторов РБМК в России, следует отметить, что изначально, при выборе основных проектных решений, на этапе выбора и обоснования соотношений между объемами замедлителя – графита и теплоносителя – кипящей воды разработчиками была допущена серьезная ошибка. Слишком большое количество графита в ячейке реактора (слишком большой шаг решетки) привело к возникновению положительного коэффициента реактивности по паросодержанию, что послужило причиной неустойчивости полей энерговыделения в реакторах РБМК и сыграло роковую роль в катастрофическом развитии аварии на Чернобыльской АЭС в апреле 1986 г. Радикальным решением проблемы обеспечения благоприятного знака и величины парового коэффициента реактивности является уменьшение доли графита в ячейке реактора. Это решение применено, в частности, на строящемся пятом блоке Курской АЭС путем обрезания углов у графитовых кирпичей кладки реактора. Во вновь проектируемом канальном кипящем реакторе МКЭР-800 просто уменьшен шаг решетки. На действующих реакторах РБМК внедряется другое решение, основанное на использовании в топливе выгорающего поглотителя – эрбия, приводящего к перераспределению захвата нейтронов в тепловой и резонансной областях и смещению α_φ в отрицательном направлении.

Большую роль в обеспечении безопасности реакторов на быстрых нейтронах, охлаждаемых жидким натрием, играет связанный с плотностью пустотный коэффициент реактивности по натрию. В определенных условиях он может оказаться положительным, что недопустимо по условиям безопасности. Физический механизм проявления пустотного натриевого эффекта достаточно понятен, но, к сожалению, не может быть описан простыми формулами. Суть его состоит в том, что при уменьшении плотности теплоносителя – натрия спектр нейтронов в активной зоне становится более жестким, что приводит к увеличению выхода нейтронов деления на захват в топливе и росту реактивности. Единственным механизмом, компенсирующим рост реактивности, является увеличение утечки нейтронов вследствие уменьшения сечения рассеяния и соответствующего увеличения "прозрачности" активной зоны. Количественный анализ пустотного коэффициента реактивности требует привлечения многогрупповых расчетных моделей и методов теории возмущений.

Коэффициент реактивности по температуре теплоносителя. Изменение температуры теплоносителя при сохранении прочих неизменных условий может проявить себя в воздействии на реактивность через следующие физические механизмы:

- сопутствующее изменение температуры топлива и включение соответствующей температурной обратной связи;

- изменение спектра нейтронов (эффект термализации), сопровождающееся изменением средних нейтронных сечений и распределения плотности потока нейтронов в тепловой области энергий;

- изменение плотности теплоносителя и включение соответствующей обратной связи по плотности.

В зависимости от типа реактора, типа теплоносителя и состояния активной зоны тот или иной механизм обратной связи может оказаться доминирующим. Например, в реакторах с газовым охлаждением ни плотностной, ни спектральный эффекты не могут проявить себя сколько-нибудь существенно из-за малой плотности и малого сечения взаимодействия нейтронов с газом (будь то углекислый газ или гелий). В реакторах, охлаждаемых водой под давлением, доминирует плотностной эффект. Следует сразу отметить, что составляющая эффекта реактивности, связанная с изменением температуры топлива, в любом случае не может быть значительной из-за малой величины коэффициента реактивности, связанного с эффектом Доплера.

Дальнейший анализ коэффициента реактивности по температуре теплоносителя будем вести на примере наиболее распространенного типа ядерно-энергетических установок – реактора с водой под давлением. При оценке коэффициента реактивности ограничимся двумя его составляющими: спектральной и плотностной. Выражение для коэффициента реактивности можно представить в виде

$$\alpha_{T_{Т/Н}} = \frac{d\rho}{dT_{Т/Н}} = \left. \frac{\partial\rho}{\partial T_{Т/Н}} \right|_{\gamma=\text{const}} + \frac{\partial\rho}{\partial\gamma} \frac{d\gamma}{dT_{Т/Н}}. \quad (2.25)$$

Как видно из выражения (2.25), коэффициент реактивности по температуре теплоносителя имеет достаточно сложную структуру. Первое слагаемое в правой части представляет собой спектральную составляющую, которая связана с тепловой областью энергий нейтронов и может быть чувствительна как к составу топлива, так и к структуре элементарной ячейки активной зоны. Для анализа основных эффектов, влияющих на частную производную $\frac{\partial\rho}{\partial T_{Т/Н}}$, следует обратиться к фор-

муле для коэффициента использования тепловых нейтронов (2.18). Из формулы (2.18) следует, что чувствительность коэффициента θ к изменению температуры теплоносителя – воды при условии сохранения ее плотности определяется двумя факторами: отношением средних сечений захвата нейтронов и отношением средних плотностей потока нейтронов в воде и топливном блоке. Значительная чувствительность отношения средних сечений к изменению температуры воды может иметь место только в случае, когда энергетические зависимости микросечений захвата в воде и топливе существенно различаются, как, например, при использовании плутониевого или смешанного топлива. Уменьшение отношения средних сечений захвата в воде и топливном блоке с ростом температуры воды может внести положительную составляющую в коэффициент реактивности. Что касается второго фактора (отношения средних плотностей потока нейтронов), то он наверняка вносит положительную составляющую в коэффициент реактивности из-за уменьшения сечения захвата в замедлителе и, как следствие, ослабления внешнего блок-эффекта в коэффициенте использования тепловых нейтронов. Судя по данным расчетных исследований, первое слагаемое в формуле (2.25) всегда положительно, но, к счастью, невелико и может быть скомпенсировано вторым, более весомым слагаемым, связанным с

плотностным эффектом. Для оценки вклада плотностной составляющей коэффициента реактивности по температуре топлива может быть использована полученная ранее формула (2.20). Поскольку производная $\frac{d\gamma}{dT_{Т/Н}}$ в рабочем диапазоне всегда отрицательна и приблизительно равна $-1,75 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3 \cdot \text{К}$, то для получения благоприятной отрицательной составляющей коэффициента $\alpha_{T_{Т/Н}}$ необходимо, чтобы соответствующее значение α_γ было положительным.

Особенностью корпусных легководных реакторов является режим работы с дискретными (порядка одного раза в год) частичными перегрузками топлива. Это приводит к необходимости создания запаса реактивности, обеспечивающего работу реактора между перегрузками. Критическое состояние реактора обеспечивается тем, что избыточный запас реактивности подавляется вводимыми в активную зону поглощающими нейтроны материалами (раствор борной кислоты в воде, выгорающие поглотители и пр.). В течение кампании, по мере выгорания топлива, удаления поглощающих материалов и исчерпания запаса реактивности, нейтронно-физические свойства активной зоны изменяются, соответственно меняется и коэффициент реактивности по температуре теплоносителя. Более того, коэффициент реактивности может меняться при изменении режима работы реактора (снижение мощности, повторный пуск из холодного состояния, отравление и др.). Поскольку Правила ядерной безопасности требуют, чтобы коэффициент реактивности по температуре теплоносителя и одновременно другие коэффициенты, определяющие показатели безопасности, были отрицательными во всех возможных состояниях, включая нештатные ситуации, возникает необходимость определения ряда характерных состояний, в которых может оказаться реактор, и для каждой из них определять совокупность коэффициентов реактивности.

Одним из состояний, требующих особого внимания при анализе условий безопасности, является состояние начала кампании после очередной загрузки свежего топлива. Это состояние характеризуется максимальной концентрацией борной кислоты в теплоносителе, следствием чего может быть понижение коэффициента использования тепловых нейтронов до уровня, при котором коэффициент реактивности α_γ может стать отрица-

тельным, а коэффициент $\alpha_{T_{Т/Н}}$ – положительным. Критерий отрицательности коэффициента реактивности по температуре теплоносителя налагает ограничение на концентрацию бора и, естественно, на начальный запас реактивности, компенсируемый жидким поглотителем.

Изменения коэффициентов реактивности по плотности и по температуре теплоносителя в течение кампании можно проиллюстрировать на примере реактора ВВЭР-440 [13]. В начале кампании $\alpha_{\gamma} = +0,008 \text{ см}^3/\text{г}$, $\alpha_{T_{Т/Н}} = -0,294 \cdot 10^{-4} \text{ 1/К}$. В конце кампании $\alpha_{\gamma} = +0,268 \text{ см}^3/\text{г}$, $\alpha_{T_{Т/Н}} = -4,632 \cdot 10^{-4} \text{ 1/К}$. При этом коэффициент реактивности по температуре топлива α_T остается практически неизменным и приблизительно равным $-3 \cdot 10^{-5} \text{ 1/К}$. Следует заметить, что в приведенном примере как первое, так и второе состояние имеют свои специфические особенности с точки зрения безопасности. В первом состоянии, соответствующем началу кампании, коэффициенты реактивности по плотности и температуре теплоносителя близки к нулю. Это означает пониженную внутреннюю защищенность реактора по отношению к возмущениям, приводящим к росту мощности реактора и температуры теплоносителя. Наиболее эффективными механизмами самозащищенности реактора в этом состоянии следует считать обратную связь по температуре топлива (эффект Доплера) и обратную связь по утечке нейтронов (см. далее). Во втором состоянии (в конце кампании) реализуется эффективная самозащищенность реактора при росте мощности через обратную связь и по температуре топлива, и по температуре теплоносителя. Но возникает другая проблема: высокая чувствительность к изменениям температуры теплоносителя и риск ввода значительной положительной реактивности при снижении температуры на входе в активную зону. Действительно, при коэффициенте реактивности $\alpha_{T_{Т/Н}} = 4,632 \cdot 10^{-4} \text{ 1/К}$ изменение температуры теплоносителя на 8–10 градусов приводит к росту реактивности на величину, сопоставимую с долей запаздывающих нейтронов, что может привести к неуправляемому всплеску мощности реактора. При этом нужно иметь в виду, что эффект реактивности по температуре теплоносителя практически мгновенный, а эффект реактивности по температуре топлива, способный воспрепятствовать росту мощности, является запаздывающим из-за конечной и достаточно большой массы и теплоемкости топлива.

Коэффициент реактивности по температуре замедлителя. В канальных реакторах с твердым (графит) или жидким (тяжелая вода) замедлителем в некоторых ситуациях (в медленных переходных процессах) может быть существенен эффект реактивности, связанный с изменением температуры замедлителя. Как и спектральная составляющая в коэффициенте реактивности по температуре теплоносителя, рассмотренная ранее, эффект реактивности по температуре замедлителя связан с изменениями средних сечений захвата нейтронов и относительных плотностей потока тепловых нейтронов в компонентах ячейки реактора. При этом из-за большого шага решетки в гетерогенных канальных реакторах изменение отношения средних плотностей потока тепловых нейтронов в замедлителе и в топливной сборке может быть существенно больше, чем в тесной решетке корпусных легководных реакторов. С ростом температуры замедлителя среднее сечение захвата нейтронов в замедлителе уменьшается, что приводит к увеличению длины диффузии в замедлителе, уменьшению внешнего блок-эффекта и увеличению коэффициента использования тепловых нейтронов. В результате коэффициент реактивности по температуре замедлителя, который можно представить, как

$$\alpha_{T_3} = \frac{d\rho}{dT_3} \cong \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dT_3} \quad (2.26)$$

может быть положительным. Естественно, коэффициент и эффект реактивности тем больше, чем больше относительный захват тепловых нейтронов в замедлителе. В пределе, если захват нейтронов в замедлителе отсутствует, то коэффициент реактивности равен нулю. Величина коэффициента реактивности по температуре замедлителя может быть получена из ячеечных расчетов по современным программам, например по программе ГЕТЕРА.

Для серийного отечественного канального реактора РБМК коэффициент реактивности $\alpha_{T_3} \cong +5,2 \cdot 10^{-5}$ 1/К [14]. Большая величина и положительный знак коэффициента α_{T_3} не представляют большой угрозы для безопасности реактора, поскольку из-за большой массы и теплоемкости графита и относительно небольшой (5–7 %) доли энерговыделения в нем температурный эффект по замедлителю чрезвычайно инерционен и не может служить в качестве механизма быстрого увеличения реактивности.

Влияние утечки нейтронов на коэффициенты и эффекты реактивности. В рассмотренных выше моделях обратной связи не учитывался эффект, связанный с утечкой нейтронов. В зависимости от типа реактора обратная связь, обусловленная изменениями утечки нейтронов, может играть совершенно незначительную, достаточно заметную или доминирующую роль. Эффекты реактивности, связанные с утечкой нейтронов, могут проявиться через изменение миграционных свойств активной зоны, размера активной зоны, эффективности отражателя. Естественно, чем больше размер активной зоны, тем меньше утечка и меньше ее изменения, влияющие на реактивность. Так, в реакторах РБМК обратная связь через утечку нейтронов практически отсутствует. В легководных корпусных реакторах изменение утечки, связанное с изменением плотности теплоносителя, может проявить себя как достаточно существенный эффект реактивности. В реакторах малых размеров с водяным охлаждением, работающих на высокообогащенном топливе (например, в исследовательских реакторах типа ИРТ), обратная связь через утечку является основным внутренним механизмом, стабилизирующим работу реактора.

Вернемся к выражению (2.7) и рассмотрим последнее слагаемое $\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial x_i}$, определяющее вклад утечки в коэффициент реактивности по произвольному параметру x_i . Для качественной оценки эффекта утечки ограничимся эффективной однокрупной моделью "голового" однородного реактора. В этой модели вероятность избежать утечки P может быть представлена в виде

$$P = \frac{1}{1 + \alpha^2 M^2}, \quad (2.27)$$

где α^2 – геометрический параметр; M^2 – площадь миграции. Будем предполагать, что α^2 и M^2 являются функциями x_i . Дифференцируя (2.27) по x_i , получим следующее соотношение:

$$\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial x_i} = - \left(1 + \alpha^2 M^2 \right)^{-1} \left(\frac{\partial \alpha^2}{\partial x_i} M^2 + \alpha^2 \frac{\partial M^2}{\partial x_i} \right). \quad (2.28)$$

В выражении (2.28) производная $\frac{\partial \alpha^2}{\partial x_i}$ отражает изменение эффективного размера активной зоны, например за счет изменения эффективности отражателя; а производная $\frac{\partial M^2}{\partial x_i}$ – изменение миграционных свойств активной зоны. Вклад слагаемого, связанного с миграционными свойствами, в суммарный эффект тем больше, чем больше α^2 , т.е. чем меньше размер активной зоны. Если, например, x_i есть температура водяного теплоносителя, то рост температуры приводит к падению плотности воды, увеличению площади миграции и увеличению утечки. Знак минус в правой части выражения (2.28) свидетельствует, что в этом случае утечка вносит отрицательную составляющую в коэффициент реактивности. Если пренебречь изменением геометрического параметра реактора, формулу (2.28) можно существенно упростить:

$$\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial x_i} = -P \alpha^2 \frac{\partial M^2}{\partial x_i}. \quad (2.28a)$$

Проведем оценку составляющей, связанной с утечкой нейтронов, для коэффициента реактивности по температуре теплоносителя на примере реактора ВВЭР-440. Формулу (2.28a) для этого случая можно представить в виде:

$$\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial T_{Т/Н}} = -P \alpha^2 \frac{\partial M^2}{\partial \gamma} \frac{d\gamma}{dT_{Т/Н}}.$$

Поскольку основной вклад в площадь миграции дает возраст нейтронов τ , а возраст обратно пропорционален квадрату плотности теплоносителя, можно получить следующую оценку производной

$$\frac{\partial M^2}{\partial \gamma} \approx \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(M_0^2 \frac{\gamma_0^2}{\gamma^2} \right) \Bigg|_{\gamma_0} = -2 \frac{M_0^2}{\gamma_0},$$

или окончательно с учетом очевидного соотношения: $P \alpha^2 M_0^2 = 1 - P$, получим оценку составляющей коэффициента реактивности по температуре теплоносителя $\alpha_{Т/Н}^y$, обусловленной утечкой нейтронов:

$$\alpha_{T/H}^y = (1 - P) \frac{2}{\gamma_0} \frac{d\gamma}{dT_{T/H}}. \quad (2.29)$$

Согласно данным [8], геометрический параметр α^2 у реактора ВВЭР-440 равен $3,72 \cdot 10^{-4} \text{ л/см}^2$, площадь миграции при рабочей температуре $M_0^2 = 64 \text{ см}^2$. Подставляя эти данные в (2.27), получим $P = 0,977$. Принимая $\gamma_0 = 0,75 \text{ г/см}^3$ и $\frac{d\gamma}{dT_{T/H}} = -1,75 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3 \cdot \text{К}$,

получим $\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial T_{T/H}} = -1,08 \cdot 10^{-4} \text{ 1/К}$. Сопоставляя полученную оценку

вклада утечки в коэффициент реактивности по температуре теплоносителя с величинами коэффициентов, приведенными ранее, можно заключить, что для данного типа реактора составляющая, связанная с утечкой, дает вклад в коэффициент реактивности по температуре теплоносителя, сопоставимый с коэффициентом, найденным по изменению свойств бесконечной размножающей среды. Этот вклад может оказаться доминирующим в начале кампании, при максимальной концентрации борной кислоты в теплоносителе. Он особенно важен и может быть доминирующим в реакторах малых размеров, например в исследовательских реакторах типа ИРТ.

Полученные здесь формулы для коэффициентов реактивности могут быть использованы для предварительных качественных оценок величины тех или иных эффектов, для оценки и сопоставления их вкладов в изменения реактивности, сопутствующие работе реактора, для качественной интерпретации экспериментальных результатов и измерений на реакторах.

2.3. Модели динамики и особенности нестационарных процессов в реакторах при наличии обратных связей

Наличие обратных связей существенно меняет характер нестационарных процессов при работе реактора на мощности. Хотя основой описания нестационарных процессов является кинетика с учетом запаздывающих нейтронов, в системе с обратными связями появляется новое

качество – зависимость реактивности от меняющихся во времени физических параметров активной зоны. Обратные связи в зависимости от их знака и величины могут играть как благоприятную стабилизирующую, так и дестабилизирующую роль в формировании переходных процессов. Более того, изменения физических параметров, вызванные внешними причинами (изменения расхода, температуры теплоносителя, давления в активной зоне и пр.), могут через обратные связи воздействовать на реактивность и инициировать нестационарные процессы в реакторе. При этом возможны случаи, когда обратная связь способствует возникновению аварийной ситуации, затрудняет управление реактором с помощью системы регулирования. Обоснование благоприятного диапазона обратных связей и безопасности реактора в принципе может быть произведено на базе динамических моделей, достаточно полно учитывающих действие совокупности обратных связей как в проектных режимах, так и возможных запроектных ситуациях.

Заметим, что любая математическая модель физического объекта, базирующаяся на определенных исходных предположениях и предназначенная для решения конкретной задачи, как правило, дает ограниченное и приближенное описание его свойств в конкретных условиях. В зависимости от постановки задачи для одного и того же физического объекта могут быть созданы различные математические модели, отражающие те или иные особенности его поведения в различных условиях и дополняющие друг друга.

Наиболее простое качественное представление об особенностях нестационарных процессов при наличии обратных связей могут дать динамические модели, основанные на "точечном" приближении. "Точечные" динамические модели представляют собой классическую систему уравнений кинетики, переформулированных для мощности реактора, дополненную уравнениями, устанавливающими связь реактивности с физическими параметрами и мощностью.

Простейшей динамической моделью является модель с непосредственной обратной связью по мощности:

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dt} &= \frac{\rho(w) - \beta}{\Lambda} w + \sum_i \lambda_i C_i^* ; \\ \frac{dC_i^*}{dt} &= \frac{\beta_i}{\Lambda} w - \lambda_i C_i^* ; \\ \rho(w) &= \rho_0 + \alpha_w (w - w_0) . \end{aligned} \tag{2.30}$$

Как было отмечено в п. 2.1, под обозначением "w" может подразумеваться полная мощность реактора, относительная мощность, удельная мощность. В зависимости от определения в уравнения кинетики вводится общий нормировочный коэффициент, соответствующий размерности w. Так, удельная мощность (плотность энерговыделения на единицу объема активной зоны) связана с плотностью нейтронов соотношением: $w = nv \Sigma_f E$, где v – скорость нейтронов; Σ_f – сечение деления; E – энергия на акт деления. В соответствии с этим $C_i^* = C_i v \Sigma_f E$. В дальнейшем будем предполагать, что размерность C_i^* всегда соответствует принятой в данной конкретной модели размерности мощности. ρ_0 – внешнее изменение реактивности. В соответствии с определением и смыслом коэффициента реактивности по мощности α_w эта модель может быть использована для анализа достаточно медленных квазистационарных процессов, характеризующихся установлением однозначного соответствия между мощностью и физическими параметрами реактора.

В качестве простого примера модели динамики, способной описать быстрый переходный процесс, рассмотрим "адиабатическую" модель с одной обратной связью по температуре топлива:

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dt} &= \frac{\rho(T_T) - \beta}{\Lambda} w + \sum_i \lambda_i C_i^*; \\ \frac{dC_i^*}{dt} &= \frac{\beta_i}{\Lambda} w - \lambda_i C_i^*; \\ m_T c_T \frac{dT_T}{dt} &= w - w_0; \\ \rho &= \rho_0 + \alpha_{T_T} (T_T - T_{T0}). \end{aligned} \tag{2.31}$$

Принципиальное отличие модели (2.31) от (2.30) состоит в том, что в ней учитывается изменение во времени реального физического параметра – температуры топлива в зависимости от мощности и влияние температуры топлива (а не мощности!) на реактивность.

В системе уравнений (2.31) m_T и c_T – соответственно – масса и теплоемкость топлива. В зависимости от того, как определена мощность, под m_T может подразумеваться полная масса топлива в активной зоне, удельная масса в единице объема активной зоны, масса в единице объ-

ема топлива (плотность топлива). Модель названа "адиабатической" по следующей причине. Как видно из уравнения энергетического баланса, связывающего температуру топлива с мощностью, вся избыточная энергия, возникающая вследствие дисбаланса мощности, аккумулируется в топливе. Это возможно в условиях, когда изменением теплоотвода от топлива в нестационарном процессе можно пренебречь. Можно ожидать, что "адиабатическая" модель (2.31) даст заведомо неправильный результат при больших временах и при больших отклонениях мощности от исходного состояния. Модель может быть использована на начальной стадии переходного процесса, когда изменение мощности невелико и изменением теплоотвода можно пренебречь.

Сформулируем более универсальную модель с одной обратной связью по температуре топлива с учетом передачи тепла от топлива к теплоносителю:

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dt} &= \frac{\rho(T_T) - \beta}{\Lambda} w + \sum_i \lambda_i C_i^* ; \\ \frac{dC_i^*}{dt} &= \frac{\beta_i}{\Lambda} w - \lambda_i C_i^* ; \\ m_T c_T \frac{dT_T}{dt} &= w - k_T (T_T - T_{T/H}) ; \\ \rho &= \rho_0 + \alpha_{T_T} (T_T - T_{T0}) . \end{aligned} \quad (2.32)$$

В уравнении энергетического баланса в рамках точечной модели принято, что поток тепла от топлива к теплоносителю пропорционален разности средних температур топлива и замедлителя с коэффициентом теплопередачи k_T . Если средняя температура теплоносителя не меняется при изменении мощности реактора (например, при теплоотводе кипящей водой), или меняется настолько незначительно, что в разности средних температур $(T_T - T_{T/H})$ этим изменением можно пренебречь, и при этом обратная связь по температуре и плотности теплоносителя отсутствует, модель (2.32) позволяет получить физически достаточно правильную качественную картину нестационарного процесса в реакторе при внешнем воздействии на реактивность.

На рис. 2.2 в качестве примера приведены качественные зависимости мощности реактора, температуры топлива и текущего значения реактивности при исходном скачкообразном увеличении реактивности для вариан-

тов переходных процессов в условиях отсутствия обратной связи (кинети-ка) и при наличии отрицательной обратной связи по температуре топлива.

Как видно из приведенных графиков, качественный характер переходного процесса и количественные характеристики перечисленных параметров зависят от величины обратной связи. Отсутствие обратной связи приводит к неограниченному росту мощности реактора и температуры топлива. Отрицательная обратная связь ограничивает рост мощности и температуры при положительном скачке реактивности и снижение мощности и температуры при отрицательном скачке, при этом чем сильнее обратная связь, тем быстрее устанавливаются асимптотические значения мощности реактора и температуры топлива.

Для получения количественных зависимостей физических параметров реактора могут быть использованы математические модели учебного лабораторного практикума [15].

Сравнивая модели с обратной связью по мощности реактора и по температуре топлива, можно установить качественную связь между ними. Как уже было отмечено, модель с обратной связью по мощности применима для описания медленных, квазистационарных процессов, характерным признаком которых является равновесие между энерговыделением и теплоотводом, приводящее к однозначной связи между мощностью и физическими параметрами реактора. Формально это условие можно реализовать, положив нулю левую часть уравнения энергетического баланса в системе уравнений (2.32). По существу это означает либо равенство нулю производной $\frac{dT_T}{dt}$ (стационарное состояние), либо условное равенство нулю произведения $m_T C_T$. В результате получим однозначное соответствие между мощностью и температурой топлива:

$$w = k_T (T_T - T_{T/H}). \quad (2.33)$$

При условии, что средняя температура теплоносителя в переходном процессе остается неизменной, уравнение (2.33) устанавливает связь между дифференциалами:

$$dw = k_T \cdot dT_T, \quad (2.34)$$

откуда следует соотношение между коэффициентами реактивности по мощности и по температуре топлива:

$$\alpha_w = \frac{dw}{w} = \frac{1}{k_T} \frac{dw}{dT_T} = \frac{1}{k_T} \alpha_{T_T}. \quad (2.35)$$

При этом эффект реактивности, связанный с изменением мощности реактора, совпадает с эффектом по температуре топлива:

$$\alpha_w(w - w_0) = \alpha_{T_T}(T_T - T_{T0}). \quad (2.36)$$

Таким образом, чтобы перейти от модели с обратной связью по температуре топлива к модели с обратной связью по мощности, достаточно положить равной нулю левую часть в уравнении энергетического баланса системы (2.32), что заведомо недопустимо при описании начальной стадии быстрого переходного процесса после ввода реактивности. Различие в описании переходных процессов на основе рассмотренных моделей демонстрирует рис. 2.3, на котором представлены качественные зависимости физических параметров реактора от времени при скачке реактивности в моделях с обратной связью по мощности и по температуре топлива.

Как видно из рисунка, модель с обратной связью по мощности может дать неправильный, заниженный результат в величине мощности на начальной стадии переходного процесса и практически совпадающий с "точным" результат в области, где температура топлива достигает своего асимптотического значения.

В рамках "точечной" модели могут быть рассмотрены и более сложные ситуации с совокупностью обратных связей. Предположим, что в активной зоне реактора присутствуют компоненты, отличающиеся по своему составу и физическим свойствам. Например, это могут быть топливные сборки с различным составом топлива или с различной степенью выгорания, поглощающие элементы, блоки твердого замедлителя и т.п. Обозначим номер компонента индексом "j". Каждый компонент активной зоны имеет свою массу m_j , теплоемкость c_j , долю запаздывающих нейтронов β_j , долю мощности ϵ_j , коэффициент теплопередачи к теплоносителю k_j .

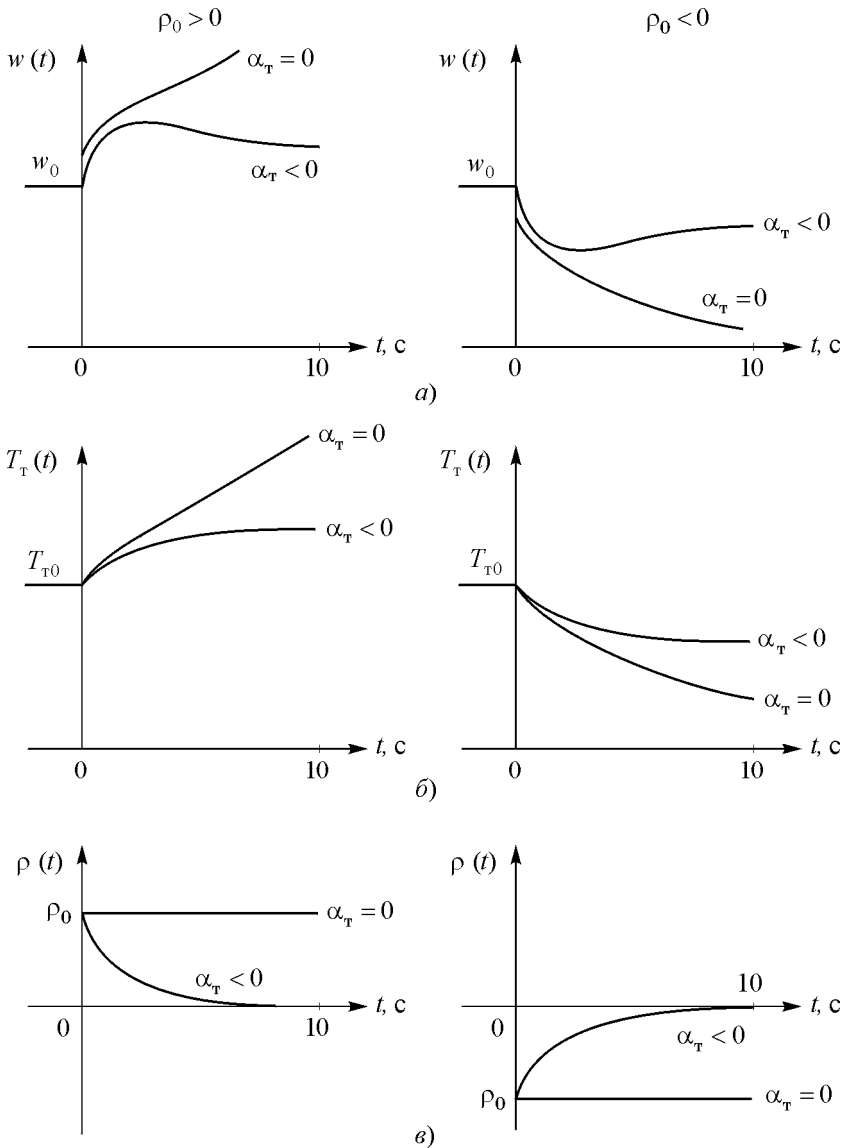


Рис. 2.2. Изменение физических параметров реактора при скачке реактивности в условиях отсутствия и наличия отрицательной обратной связи по температуре топлива: а – мощность реактора; б – температура топлива; в – реактивность

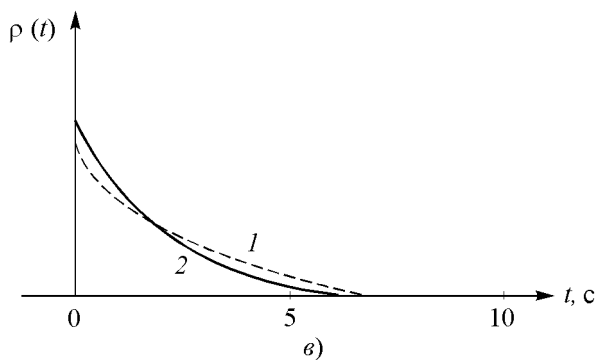
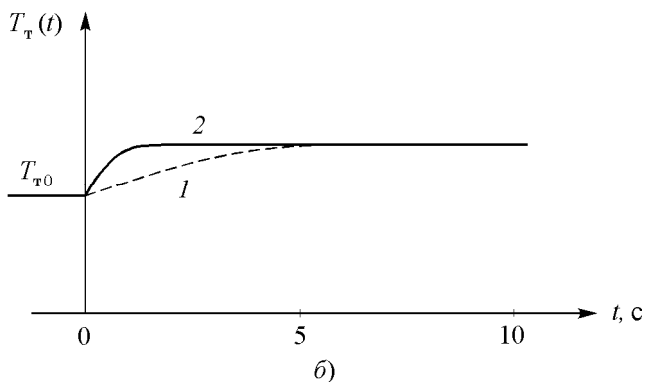
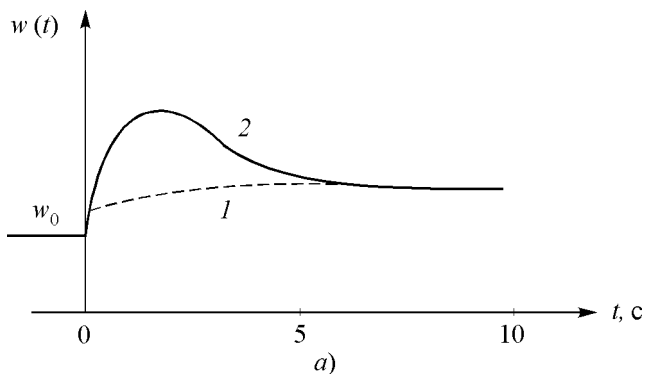


Рис. 2.3. Изменение физических параметров реактора в моделях с обратной связью по мощности реактора 1 по температуре топлива 2: а – мощность реактора; б – температура топлива; в – реактивность

Энерговыделение в отдельных компонентах активной зоны может происходить за счет как реакции деления, так и других физических механизмов (замедление нейтронов, поглощение нейтронов и гамма-квантов). Естественно, если в каком-либо компоненте отсутствует деление ядер, то отсутствуют и эмиттеры запаздывающих нейтронов, т.е. $\beta_j = 0$. Изменение температуры j -го компонента приводит к появлению соответствующего эффекта реактивности, характеризуемого коэффициентом реактивности α_{Tj} , причем коэффициент для отдельных компонентов может иметь как отрицательный, так и положительный знак. Предположим для определенности, что все компоненты охлаждаются теплоносителем при одной и той же средней температуре. Динамическую математическую модель такого сложного объекта можно представить следующей системой уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dw}{dt} = \frac{\rho(\bar{T}) - \beta}{\Lambda} w + \sum_i \sum_j \lambda_i C_{ij}^*; \\ \frac{dC_{ij}}{dt} = \frac{\beta_{ij}}{\Lambda} \varepsilon_j w - \lambda_i C_{ij}^*; \\ m_j c_j \frac{dT_j}{dt} = \varepsilon_j w - k_{Tj} (T_j - T_{TН}); \\ \rho(\bar{T}) = \rho_0 + \sum_j \alpha_{Tj} (T_j - T_{j0}); \\ \beta = \sum_i \sum_j \varepsilon_j \beta_{ij}. \end{array} \right. \quad (2.37)$$

В зависимости от конкретных свойств исследуемого объекта и поставленной задачи, в математической модели (2.37) могут быть произведены определенные упрощения. Например, могут быть объединены в одну группу компоненты с близкими значениями коэффициентов реактивности и постоянных времени развития нестационарных процессов. Если изучаются быстро протекающие процессы в течение малых временных интервалов, могут быть исключены из рассмотрения компоненты с большими постоянными времени. Если, наоборот, исследуются долговременные процессы с большими периодами, компоненты с малыми постоянными времени могут быть приближенно представлены с помощью коэффициента реактивности по мощности. В литературе и

нормативных документах встречается термин "быстрый мощностной коэффициент реактивности", имеющий смысл комплексного параметра, объединяющего совокупность всех быстропротекающих процессов, влияющих на реактивность. Соответствующее слагаемое, учитывающее быструю обратную связь по мощности, может быть включено в выражение для реактивности:

$$\rho = \rho_0 + \alpha_w(w - w_0) + \sum_j \alpha_{Tj}(T_j - T_{j0}). \quad (2.38)$$

В выражении (2.38) под α_w подразумевается не полный, а только "быстрый" мощностной коэффициент реактивности, в то время как суммирование производится только по компонентам с большими постоянными времени, не включенным в состав "быстрого" коэффициента. В таком виде модель может быть использована для анализа медленных, управляемых процессов.

С помощью математической модели (2.37) могут быть исследованы, например, особенности нестационарных процессов в реакторах с твердым (графитовым) замедлителем и газовым охлаждением. Типичными примерами таких систем можно считать английские реакторы с газовым охлаждением типа AGR и высокотемпературные реакторы с газовым охлаждением (ВТГР).

В рассмотренных моделях было сделано предположение о постоянстве средней температуры теплоносителя в течение переходного процесса, либо об отсутствии влияния температуры теплоносителя на реактивность. В случае использования газового теплоносителя это предположение является вполне обоснованным, поскольку газовый теплоноситель в силу малой плотности физически не может существенно повлиять на баланс нейтронов и реактивность. Но изменение температуры и плотности жидкого теплоносителя, в частности воды, может существенно повлиять на реактивность из-за изменения его замедляющих и поглощающих нейтроны свойств. Изменение средней температуры теплоносителя может быть связано не только с изменением мощности реактора, но и с возмущениями входных параметров: расхода, входной температуры. Отклонение входных параметров от стационарных проектных значений через обратную связь по средней температуре может быть причиной изменений реактивности и возникновения нестационарных процессов в активной зоне. Приведем в качестве примера математическую модель с двумя обратными связями: по температуре топлива

и по температуре теплоносителя – воды. При этом учтем, что в нормальных условиях, например в реакторах типа ВВЭР, охлаждаемых водой под давлением, скорость теплоносителя настолько высока, что время его прохождения через активную зону составляет доли секунды. Будем предполагать, что любое возмущение входных параметров практически мгновенно отражается на средней температуре теплоносителя внутри активной зоны. Математическая модель нестационарных процессов при сделанных предположениях имеет следующий вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dw}{dt} = \frac{\rho(T_T, \bar{T}_{T/H}) - \beta}{\Lambda} w + \sum_i \lambda_i C_i; \\ \frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} w - \lambda_i C_i; \\ m_T c_T \frac{dT_T}{dt} = w - k_T (T_T - \bar{T}_{T/H}); \\ G_{T/H} c_{T/H} \Delta T_{T/H} = k_T (T_T - \bar{T}_{T/H}); \\ \bar{T}_{T/H} = T_{\text{вх}} + \frac{\Delta T_{T/H}}{2}; \\ \rho(T_T, \bar{T}_{T/H}) = \rho_0 + \alpha_T (T_T - T_{T0}) + \alpha_{T/H} (\bar{T}_{T/H} - \bar{T}_{T/H0}). \end{array} \right. \quad (2.39)$$

В математической модели (2.39) внешние возмущения могут вноситься как через реактивность ρ_0 , так и через расход $G_{T/H}$ и входную температуру теплоносителя $T_{\text{вх}}$. Заметим, что при достаточно большом по модулю и отрицательном по знаку коэффициенте реактивности по температуре теплоносителя даже незначительное понижение температуры на входе в активную зону может привести к существенному, сравнимому с долей запаздывающих нейтронов, скачку положительной реактивности. Если, например, коэффициент реактивности по температуре теплоносителя в легководном реакторе в конце кампании $\alpha_{T/H} = -6 \cdot 10^{-4}$ 1/К (см., например, [13]), то для ввода положительной реактивности, соразмерной с β , достаточно понизить температуру на входе в реактор на 8 – 10 градусов.

На рис. 2.4 в качестве примера приведены качественные зависимости физических параметров легководного реактора при резком понижении температуры теплоносителя на входе в активную зону.

Из анализа данных, приведенных на рис. 2.4, видно, во-первых, что отрицательная обратная связь по температуре теплоносителя в определенных условиях (при понижении средней температуры) способна инициировать ввод значительной положительной реактивности, и, во-вторых, что отрицательный эффект реактивности по температуре топлива, несмотря на свое быстрое действие, в данной ситуации оказывается запаздывающим по отношению к эффекту, связанному с изменением средней температуры теплоносителя.

Наличие нескольких типов обратных связей с разными знаками и постоянными времени и их совместное проявление в переходных процессах существенно осложняет картину динамики как при управлении реактором, так и вследствие тех или иных нарушений нормального технологического процесса. Обоснование безопасности требует тщательного анализа переходных процессов в различных проектных и возможных запроектных ситуациях, обеспечения проектными средствами благоприятных знаков и количественных величин обратных связей, жестких ограничений на возможные несанкционированные вводы положительной реактивности, эффективности систем управления и аварийной защиты, способных подавить неблагоприятное развитие нестационарных процессов.

Заметим, что рассмотренные динамические модели, построенные на базе "точечной" кинетики, оперируют осредненными значениями физических параметров и не могут дать максимальные количественные значения параметров, важных для безопасности, в частности максимальной температуры топлива. Для приближенной оценки максимальной температуры топлива можно ввести ее максимальное отличие от средней температуры $\Delta T_{\max} = T_{\max} - \bar{T}$, определяемое средней плотностью энерговыделения в топливе q_V , теплопроводностью топлива λ_T , радиусом тепловыделяющего элемента R_T и коэффициентом неравномерности энерговыделения по объёму активной зоны k_V :

$$\Delta T_{\max} = \frac{q_V R_T^2}{8\lambda_T} k_V. \quad (2.40)$$

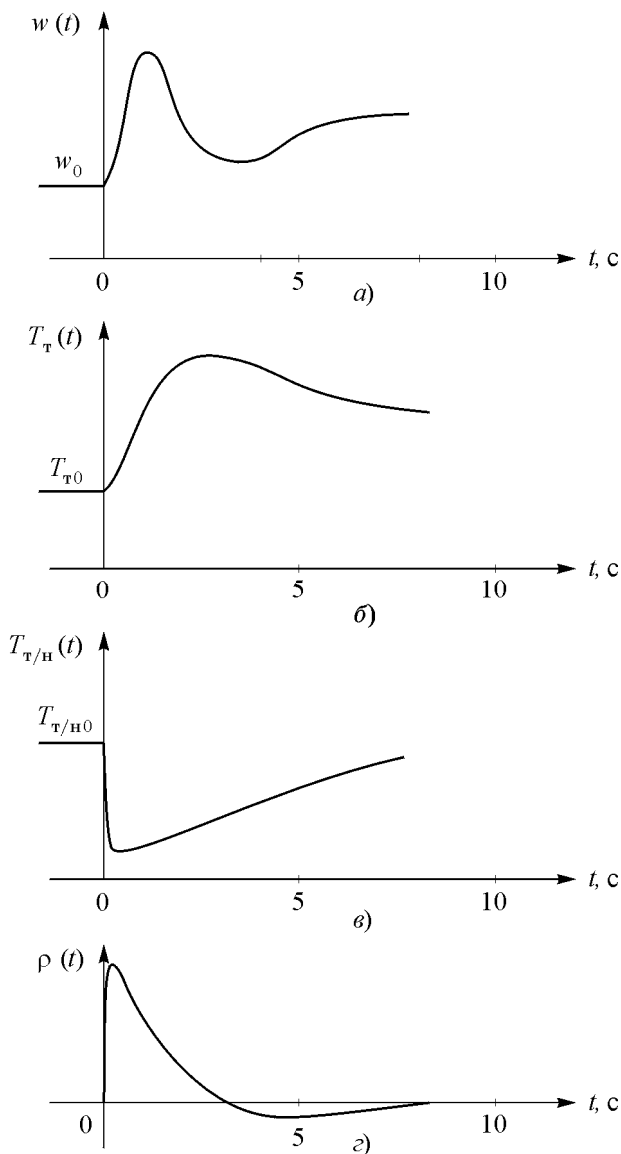


Рис. 2.4. Изменение физических параметров и мощности реактора при мгновенном понижении температуры теплоносителя на входе в активную зону: *a* – мощность реактора; *б* – средняя температура топлива; *в* – средняя температура теплоносителя; *г* – реактивность

Второе замечание касается самого осреднения физических параметров активной зоны, неизбежно связанного с частичной потерей информации о её локальных свойствах и их возможном влиянии на безопасность. Полученные выше коэффициенты реактивности в применении к локальным свойствам активной зоны в принципе можно трактовать как меру локальной чувствительности коэффициента размножения к изменению её физических свойств. Примером реактора с распределёнными свойствами может служить реактор с кипящим теплоносителем (например, РБМК). Если коэффициент реактивности по среднему паросодержанию в таком реакторе близок к нулю, то можно определённо утверждать, что коэффициент чувствительности к изменению паросодержания по высоте активной зоны имеет знакопеременную зависимость, и существует область, где он наверняка положителен. Локальные положительные обратные связи могут быть причиной пространственной неустойчивости плотности потока нейтронов и поля энерговыделения в реакторе.

В качестве дополнительного гарантированного критерия стабильности и безопасности реактора может быть требование отрицательности локальных коэффициентов чувствительности по объёму активной зоны, либо доказательство его устойчивости при знакопеременных обратных связях.

2.4. Устойчивость реактора

Одним из условий безопасности реактора является возможность поддержания стабильного стационарного состояния на заданном уровне мощности. Наличие совокупности обратных связей, в состав которой могут входить связи с положительным знаком, в принципе способно дестабилизировать реактор, вывести его из стационарного состояния при малых случайных исходных отклонениях физических параметров от их нормальных стационарных значений. В связи с этим возникает проблема устойчивости реактора по отношению к случайным флуктуациям.

Во всех приведенных выше моделях динамика реактора описывается системой дифференциальных уравнений первого порядка. Для анализа устойчивости таких систем развиты методы, применяемые по отношению к различным техническим объектам. Предположим, что имеется объект (в нашем случае ядерный реактор), стационарное состояние которого характеризуется набором параметров X_{0i} . Введем отклонения

параметров от их номинальных значений $x_i = X_i - X_{0i}$. Систему дифференциальных уравнений для отклонений x_i представим в виде:

$$\frac{dx_i}{dt} = F_i(x_1, x_2, \dots, x_n), \quad (2.41)$$

или

$$\frac{d\bar{x}}{dt} = \bar{F}(\bar{x}). \quad (2.41a)$$

Уравнение стационарного состояния есть $\bar{F}(\bar{0}) = 0$. Допустим, что исходную систему (2.41) можно линеаризовать, т.е. представить как

$$\frac{dx_i}{dt} = \sum_{j=1}^n a_{ij} x_j, \quad (2.42)$$

где $a_{ij} = \frac{\partial F_i}{\partial x_j}$. Общее решение однородной системы линейных уравнений первого порядка с постоянными коэффициентами можно искать в виде: $x_i = x_i^* e^{\omega t}$. Подставив общее решение в систему (2.42), получим следующую однородную систему алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} (a_{11} - \omega)x_1^* + a_{12}x_2^* + \dots + a_{1n}x_n^* = 0; \\ a_{21}x_1^* + (a_{22} - \omega)x_2^* + \dots + a_{2n}x_n^* = 0; \\ \dots; \\ a_{n1}x_1^* + a_{n2}x_2^* + \dots + (a_{nn} - \omega)x_n^* = 0. \end{cases} \quad (2.43)$$

Условием существования нетривиального ненулевого решения системы уравнений (2.43) является равенство нулю определителя:

$$\begin{vmatrix} (a_{11} - \omega) & a_{12} & \dots & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & (a_{22} - \omega) & \dots & \dots & a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{n-1,1} & a_{n-1,2} & \dots & (a_{n-1,n-1} - \omega) & a_{n-1,n} \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{n,n-1} & (a_{nn} - \omega) \end{vmatrix} = 0. \quad (2.44)$$

Это соотношение позволяет построить характеристическое уравнение n -го порядка относительно ω и найти набор собственных значений

ω_j , как корней этого уравнения. С помощью найденных собственных значений можно построить полное решение в виде суперпозиции экспонент с коэффициентами, определяемыми из начальных условий:

$$x_i(t) = \sum_{j=1}^n A_{ij} e^{\omega_j t}. \quad (2.45)$$

Но с точки зрения анализа устойчивости основной интерес представляют не сами собственные значения ω_j , а только их знаки. Если все действительные собственные значения отрицательны, или реальные части их комплексных величин отрицательны, то все слагаемые в сумме (2.45) стремятся к нулю, что означает устойчивость системы. С другой стороны, появление в решении хотя бы одного положительного действительного корня, или комплексного корня с положительной реальной частью, будет признаком неустойчивости.

Оказывается, что для определения знаков ω_j нет необходимости решать уравнение n -го порядка. Существует связь между знаками корней и коэффициентами характеристического уравнения. Требование отрицательности корней налагает определенные ограничения на коэффициенты. Рассмотрим простейшие случаи.

1. Предположим, что (2.44) преобразуется к алгебраическому уравнению 1-го порядка:

$$\omega + u_1 = 0.$$

В этом случае требование отрицательности единственного корня $\omega = -u_1$ сводится к условию:

$$u_1 > 0. \quad (2.46)$$

2. Предположим, что (2.44) преобразуется к уравнению 2-го порядка:

$$\omega^2 + u_1 \omega + u_2 = 0.$$

Его корни ω_1 и ω_2 связаны с коэффициентами u_1 и u_2 соотношениями: $u_1 = -(\omega_1 + \omega_2)$; $u_2 = \omega_1 \omega_2$. Откуда условие устойчивости:

$$u_1 > 0, \quad u_2 > 0. \quad (2.47)$$

3. Предположим, что (2.44) преобразуется к уравнению 3-го порядка:

$$\omega^3 + u_1 \omega^2 + u_2 \omega + u_3 = 0.$$

Его корни связаны с коэффициентами соотношениями:

$$u_1 = -(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3); \quad u_2 = \omega_1 \omega_2 + \omega_2 \omega_3 + \omega_1 \omega_3;$$

$$u_3 = -\omega_1 \omega_2 \omega_3 .$$

Условие устойчивости:

$$u_1 > 0; \quad u_2 > 0; \quad u_3 > 0; \quad u_1 u_2 > u_3 . \quad (2.48)$$

Рассмотрим общий случай. Предположим, что определитель (2.44) имеет n -й порядок и, соответственно, может быть преобразован к характеристическому уравнению n -го порядка:

$$u_0 \omega^n + u_1 \omega^{n-1} + u_2 \omega^{n-2} + \dots + u_{n-1} \omega + u_n = 0 .$$

Существует теорема Гурвица, утверждающая, что: необходимым и достаточным условием отрицательности корней уравнения произвольного порядка с действительными коэффициентами u_0, u_1, \dots, u_n является положительность всех главных диагональных миноров матрицы, составленной из коэффициентов уравнения:

$$\left\| \begin{array}{cccccccc} u_1 & u_0 & 0 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ u_3 & u_2 & u_1 & u_0 & 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ u_5 & u_4 & u_3 & u_2 & u_1 & u_0 & \cdot & 0 \\ u_7 & u_6 & u_5 & u_4 & u_3 & \cdot & \cdot & 0 \\ u_9 & u_8 & u_7 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & \cdot & 0 & u_n & u_{n-1} & u_{n-2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & 0 & u_n \end{array} \right\| . \quad (2.49)$$

Естественно, если характеристическое уравнение 2-го порядка, то коэффициент $u_3 = 0$. Если характеристическое уравнение 3-го порядка, то $u_5 = u_4 = 0$. В нижнем правом углу матрицы всегда находится коэффициент с номером, соответствующим порядку характеристического уравнения, при этом остальные элементы нижней строки равны нулю.

Без ограничения общности характеристическое уравнение n -го порядка всегда можно привести к виду, когда $u_0 = 1$.

Рассмотрим в качестве примера простейший случай характеристического уравнения 2-го порядка. Условия отрицательности корней уравнения в этом случае следующие:

$$u_1 > 0, \quad \begin{vmatrix} u_1 & 1 \\ 0 & u_2 \end{vmatrix} = u_1 u_2 > 0,$$

откуда следует, что $u_2 > 0$, а это совпадает с полученным ранее результатом.

Коэффициенты характеристического уравнения связаны с физическими свойствами изучаемого объекта, что дает возможность сделать заключение, обеспечивают ли эти свойства его устойчивость. Продемонстрируем анализ устойчивости на нескольких конкретных примерах.

Рассмотрим реактор без обратных связей, поведение которого может быть описано простыми уравнениями кинетики с одной группой эмиттеров запаздывающих нейтронов:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n + \lambda C; \\ \frac{dC}{dt} &= \frac{\beta}{\Lambda} n - \lambda C. \end{aligned}$$

Уравнения стационарного состояния:

$$\begin{aligned} -\frac{\beta}{\Lambda} n_0 + \lambda C_0 &= 0; \\ \frac{\beta}{\Lambda} n_0 - \lambda C_0 &= 0. \end{aligned}$$

Сформулируем уравнения для отклонений с учетом того, что в исходном стационарном состоянии $\rho = 0$:

$$\begin{aligned} \frac{d\delta n}{dt} &= -\frac{\beta}{\Lambda} \delta n + \lambda \delta C; \\ \frac{d\delta C}{dt} &= \frac{\beta}{\Lambda} \delta n - \lambda \delta C, \end{aligned}$$

где $\delta n = n - n_0$, $\delta C = C - C_0$. Обозначим $\delta n = x_1$, $\delta C = x_2$ и приведем систему уравнений к универсальному каноническому виду:

$$\begin{aligned}\frac{dx_1}{dt} &= a_{11}x_1 + a_{12}x_2; \\ \frac{dx_2}{dt} &= a_{21}x_1 + a_{22}x_2,\end{aligned}$$

где $a_{11} = -\frac{\beta}{\Lambda}$, $a_{12} = \lambda$, $a_{21} = \frac{\beta}{\Lambda}$, $a_{22} = -\lambda$. Определитель системы имеет вид:

$$\begin{vmatrix} a_{11} - \omega & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} - \omega \end{vmatrix} = 0,$$

откуда получим характеристическое уравнение:

$$\omega^2 - (a_{11} + a_{22})\omega + a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21} = 0.$$

Условием отрицательности корней ω_{ij} является положительность коэффициентов уравнения:

$$u_1 = -(a_{11} + a_{22}) > 0, \quad u_2 = a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21} > 0.$$

Подставляя параметры модели в выражения для u_1 и u_2 , получим:

$$u_1 = -\left(-\frac{\beta}{\Lambda} - \lambda\right) > 0, \quad u_2 = \frac{\beta}{\Lambda}\lambda - \frac{\beta}{\Lambda}\lambda = 0.$$

Второе условие, необходимое для устойчивости, не выполняется. Приравняв нулю коэффициент u_2 в характеристическом уравнении, легко убедиться, что один из корней ω равен нулю. Отсюда следует важный вывод: реактор без обратных связей неустойчив. Любое малое возмущение физических параметров реактора может вывести его из стационарного состояния.

Рассмотрим реактор с обратной связью по мощности, предполагая, что физические параметры реактора мгновенно реагируют на ее изменения и однозначно связаны с мощностью. Динамическое поведение такого реактора также может быть приближенно описано системой двух уравнений с реактивностью, зависящей от мощности:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\rho(w) - \beta}{\Lambda} w + \lambda C^*;$$

$$\frac{dC^*}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} w - \lambda C^*.$$

Уравнения стационарного состояния имеют вид:

$$-\frac{\beta}{\Lambda} w_0 + \lambda C_0 = 0;$$

$$\frac{\beta}{\Lambda} w_0 - \lambda C_0 = 0.$$

Введем отклонения от стационарных состояний: $\delta w = w - w_0$ и $\delta C = C - C_0$. Реактивность, связанную с возмущениями мощности, представим в виде $\rho(w) = \alpha_w(w - w_0) = \alpha_w \delta w$. Подставляя в исходные уравнения выражения для мощности, концентрации эмиттеров и реактивности через отклонения, вычитая уравнения стационарного состояния и пренебрегая членами второго порядка малости, получим следующие уравнения для отклонений:

$$\begin{cases} \frac{d\delta w}{dt} = \frac{\alpha_w w_0 - \beta}{\Lambda} \delta w + \lambda \delta C; \\ \frac{d\delta C}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} \delta w - \lambda \delta C. \end{cases}$$

Приводя полученную систему уравнений к каноническому виду и проводя операции, как и в первом примере, получим следующие условия отрицательности корней характеристического уравнения:

$$-\left(\frac{\alpha_w w_0}{\Lambda} - \frac{\beta}{\Lambda}\right) + \lambda > 0; \quad -\left(\frac{\alpha_w w_0}{\Lambda} - \frac{\beta}{\Lambda}\right)\lambda - \frac{\beta}{\Lambda}\lambda > 0.$$

Второе условие выполняется только в случае, если $\alpha_w < 0$. Но при этом автоматически выполняется и первое условие. По существу мы строго доказали почти очевидное положение: *реактор с единственной отрицательной связью по мощности устойчив на любом уровне мощности.*

Не представляет труда обоснование устойчивости реактора при наличии одной отрицательной обратной связи по температуре топлива. В

качестве базовой модели для анализа устойчивости в этом случае может быть использована модель (2.32).

Более сложная ситуация возникает при наличии нескольких обратных связей с разными знаками. Заранее, только по величине и знакам коэффициентов реактивности, трудно или невозможно сделать заключение об устойчивости реактора в этом случае.

В качестве простейшего методического примера рассмотрим реактор с двумя обратными связями: непосредственно по мощности и температуре топлива. Математическую модель такого реактора представим системой уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dw}{dt} = \frac{\rho(w, T) - \beta}{\Lambda} w + \lambda C^*; \\ \frac{dC^*}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} w - \lambda C^*; \\ m_T c_T \frac{dT}{dt} = w - w_0; \\ \rho(w, T) = \alpha_w (w - w_0) + \alpha_T (T - T_0). \end{array} \right.$$

Система уравнений для отклонений от стационарного состояния имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\delta w}{dt} = \frac{\alpha_w w_0 - \beta}{\Lambda} \delta w + \frac{\alpha_T w_0}{\Lambda} \delta T + \lambda \delta C^*; \\ \frac{d\delta C^*}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} \delta w - \lambda \delta C^*; \\ \frac{d\delta T}{dt} = \frac{1}{m_T c_T} \delta w. \end{array} \right.$$

Опуская все промежуточные выкладки, приведем окончательные результаты условий устойчивости:

$$\alpha_T < 0; \quad \alpha_w < \frac{\beta + \lambda \Lambda}{w_0}; \quad \alpha_w < -\frac{\alpha_T}{\lambda m_T c_T}.$$

На рис. 2.5 приведена область устойчивости в соответствии с полученными условиями.

Обратите внимание на две важные детали. Во-первых, условие устойчивости допускает возможность положительных значений одного из

коэффициентов реактивности α_w . Во-вторых, в условиях устойчивости появился новый фактор – мощность реактора, которая ограничивает область допустимых положительных значений α_w , при этом чем выше мощность, тем уже эта область. Возможна ситуация, когда реактор, устойчивый на определенном уровне мощности, становится неустойчивым при ее повышении.

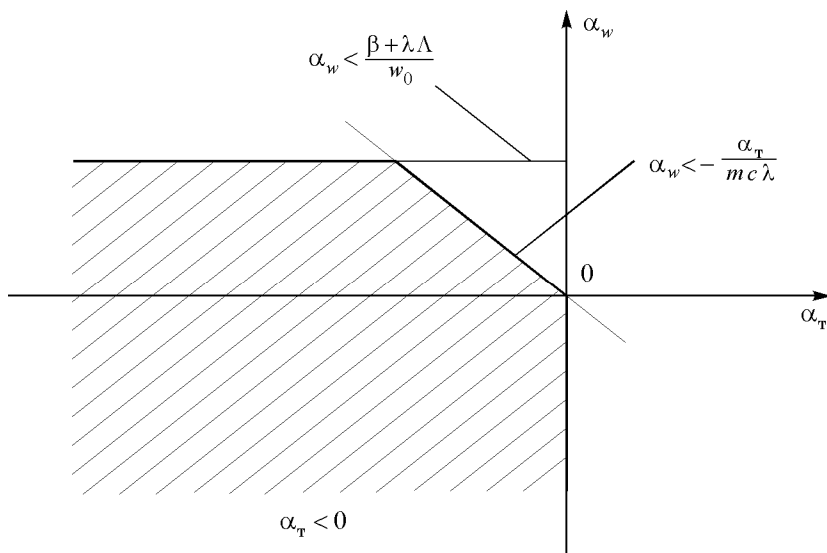


Рис. 2.5. Область устойчивости для реактора с обратными связями по мощности и температуре топлива

Заметим, что отрицательное значение α_w гарантирует устойчивость на любом уровне мощности.

Подобным образом могут быть выполнены исследования устойчивости систем с другими видами и количеством обратных связей. Естественно, достоверность результатов зависит от того, насколько приближенная математическая модель адекватна изучаемому объекту.

Вернемся к последнему из рассмотренных примеров. Из общих соображений можно заключить, что чем больше коэффициенты α_w и α_T по абсолютной величине, тем выше устойчивость реактора. В связи с этим возникает вопрос: к какому уровню устойчивости, а по суще-

ству – к каким количественным значениям коэффициентов реактивности следует стремиться при проектировании реактора, чтобы удовлетворить современным требованиям безопасности?

Следует учитывать, что устойчивость реактора обеспечивает противодействие не только флуктуациям реактивности, связанным со случайными изменениями его внутренних физических свойств, но и управляющим воздействиям, связанным с необходимостью маневрирования мощностью. Например, может возникнуть ситуация, когда для понижения мощности или аварийного выключения реактора, обладающего высокой устойчивостью, потребуется введение большой отрицательной реактивности. Таким образом, можно заключить, что естественным требованием к величине коэффициентов реактивности следует считать достаточную устойчивость в стационарных режимах и хорошую управляемость в переходных режимах работы реактора. Другими словами, устойчивость не должна вступать в противоречие с управлением. Объективным количественным критерием для обоснования выбора значений коэффициентов реактивности может служить соотношение между величинами эффектов реактивности, возникающих при возможных флуктуациях физических параметров реактора при нормальной работе реактора, и эффективной долей запаздывающих нейтронов. Если случайные возмущения реактивности при работе в нормальном стационарном режиме настолько малы по сравнению с долей запаздывающих нейтронов и протекают настолько быстро, что не приводят к возникновению существенных и быстрых изменений мощности сверх установленных безопасных пределов, то соответствующие значения коэффициентов реактивности можно считать достаточно обоснованными. Вместе с тем при работе реактора возможны отклонения физических параметров от стационарных значений и соответствующие возмущения реактивности, вызванные не случайными флуктуациями, а какими-либо внешними техническими причинами, например нарушениями в расходе теплоносителя, изменениями температуры теплоносителя на входе в активную зону, изменениями давления и пр. Анализ таких ситуаций и их последствий выходит за пределы теории устойчивости по первому приближению. Более полный обзор методов анализа устойчивости и примеров решения прикладных реакторных задач можно найти, например, в монографии [16].

В любом случае за первичным анализом устойчивости должен последовать более детальный анализ возможных переходных процессов

как при случайных флуктуациях реактивности, так и при нарушениях проектных режимов эксплуатации реактора. Этот этап может потребовать разработки новых, более детальных и адекватных математических моделей изучаемого объекта, включения в модели и анализа новых эффектов и параметров и др. Результатом такого анализа могут быть не только хорошо обоснованные проектные решения и физико-технические характеристики реактора, но и требования к параметрам и условиям надежной работы системы управления, внешних технических систем, отказы в которых могут повлиять на безопасность реактора.

В первую очередь это относится к системам теплоотвода, непосредственно реализующим связь активной зоны реактора с внешним контуром. В связи с этим еще раз обратим внимание на последний пример, приведенный в п. 2.3 и демонстрирующий характер переходного процесса в активной зоне при понижении входной температуры теплоносителя.

3. ОТРАВЛЕНИЕ КСЕНОНОМ И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОЛЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В РЕАКТОРЕ

В реакторах больших размеров, составляющих десятки длин миграции, может наблюдаться заметная чувствительность поля энерговыделения к локальным возмущениям физических параметров активной зоны. В частности, как было показано в п. 1.11 (см. табл. 1.4), для значительной деформации поля нейтронов в реакторе с характерным размером (30 – 50) М достаточно внесения локальных изменений коэффициента размножения, существенно меньших или сравнимых с долей запаздывающих нейтронов. Наличие положительной обратной связи в коэффициенте размножения создает предпосылки к пространственной неустойчивости поля энерговыделения. Классическим примером реактора с неустойчивым полем энерговыделения являются реакторы РБМК, особенно в дочернобыльский период, обладавшие сильной положительной обратной связью по паросодержанию. Короткопериодная неустойчивость привела к необходимости разработки и внедрения специальной автоматической системы локального управления (ЛАР), с помощью которой обеспечивается необходимый уровень стабилизации поля энерговыделения.

Неблагоприятные обратные связи, служащие причиной неустойчивости, в принципе могут быть подавлены путем рационального выбора состава топлива, объемных соотношений между топливом и замедлителем, условий теплоотвода и пр. Эта проблема обсуждалась ранее в п. 2.2. В частности, в настоящее время на действующих блоках РБМК внедряется топливо, содержащее выгорающий поглотитель эрбий, с помощью которого удастся частично подавить неблагоприятный эффект положительной обратной связи по паросодержанию. Вместе с тем существует неустранимый физический процесс, сопровождающий работу реактора и способный при определенных условиях вызвать неустойчивость поля энерговыделения в больших энергетических реакторах на тепловых нейтронах (РБМК, ВВЭР). Это нестационарное пространственно неравномерное отравление реактора ксеноном-135.

Неустойчивость поля энерговыделения по ксенону создаёт ряд проблем при управлении большими реакторами. Трудность состоит в том, что само возникновение неустойчивости является спонтанным и может быть обнаружено только по своим последствиям в виде пространственно-временного изменения плотности потока нейтронов. Чтобы предотвратить развитие неустойчивости до опасного уровня, приходится оснащать реакторы системами внутриреакторного контроля и средствами управления полями нейтронов и энерговыделения.

При проектировании реактора должны быть учтены возможные режимы его работы и заложены соответствующие запасы реактивности, обеспечивающие маневрирование мощностью, с учетом возможных эффектов отравления.

Заметим, что сам эффект отравления присущ только реакторам, имеющим достаточно мягкий спектр нейтронов, со значительной долей делений на тепловых нейтронах. В реакторах на быстрых нейтронах среднее микросечение захвата нейтронов у ксенона-135 невелико, поэтому, несмотря на значительное накопление ксенона, превышающее уровень его накопления в тепловых реакторах при одинаковых плотностях энерговыделения, эффект отравления практически отсутствует.

Прежде чем анализировать феномен неустойчивости поля энерговыделения по ксенону, напомним основные физические особенности процесса отравления. Как известно, существуют два канала образования ксенона-135: β -распад йода-135, образующегося при делении с удельным выходом $\gamma_I = 5,6 \%$, и прямое образование в акте деления с удельным выходом $\gamma_X = 0,3 \%$. Период полураспада йода-135 $T_{I/2}^I = 6,7$ ч (постоянная распада $\lambda_I = 2,9 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$). Период полураспада ксенона-

135 $T_{1/2}^X = 9,2$ ч (постоянная распада $\lambda_X = 2,09 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$). Среднее микросечение захвата тепловых нейтронов ксеноном-135 в типичных условиях современных реакторов составляет $\sigma_c^X \approx 2 \cdot 10^6$ б. Сечением захвата йода можно пренебречь. В дальнейшем концентрацию йода и ксенона в топливе будем обозначать символами I и X . В "точечном" приближении уравнения для накопления йода и ксенона имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{dI(t)}{dt} &= \gamma_I \Sigma_f \Phi(t) - \lambda_I I(t); \\ \frac{dX(t)}{dt} &= \gamma_X \Sigma_f \Phi(t) + \lambda_I I(t) - \lambda_X X(t) - \sigma_c^X X(t) \Phi(t). \end{aligned} \quad (3.1)$$

Первое слагаемое в правой части, связанное с прямым выходом ксенона-135 при делении, оказывается особенно существенным при быстром и значительном возрастании плотности потока нейтронов. При плавных и незначительных изменениях плотности потока первое слагаемое оказывается существенно меньше (почти в 20 раз) второго, обусловленного β -распадом йода. При постоянной плотности потока нейтронов асимптотическая концентрация йода и ксенона:

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{\gamma_I \Sigma_f \Phi_0}{\lambda_I}; \\ X_0 &= \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \Sigma_f \Phi_0}{\lambda_X + \sigma_c^X \Phi_0}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Стационарное отравление реактора ксеноном-135, определяемое как отношение захвата нейтронов на ксеноне к полному захвату,

$q_X = \frac{\sigma_c^X \cdot X_0}{\Sigma_a}$ в типичных реакторах на тепловых нейтронах может составлять 2 – 4 %.

Благодаря аномально большому микросечению захвата тепловых нейтронов ксеноном-135, концентрация ксенона быстро реагирует на изменения плотности потока нейтронов. При увеличении плотности потока нейтронов возможна ситуация, когда концентрация ксенона сначала уменьшается из-за увеличения скорости его выгорания, а затем возрастает благодаря росту концентрации и распаду йода. При уменьшении плотности потока нейтронов, наоборот, скорость выгорания ксе-

нона уменьшается, а продолжающийся распад йода с периодом меньшим, чем период распада ксенона, приводит к временному повышению концентрации ксенона, превышающему ее равновесное значение. Качественная зависимость концентрации йода и ксенона от времени при изменении плотности потока нейтронов представлена на рис. 3.1. Таким образом, при достаточно высоком уровне плотности потока нейтронов, когда скорость выгорания ксенона соразмерна скорости его образования за счет распада йода, в реакторе может возникнуть положительная обратная связь, обусловленная изменением захвата на ксеноне.

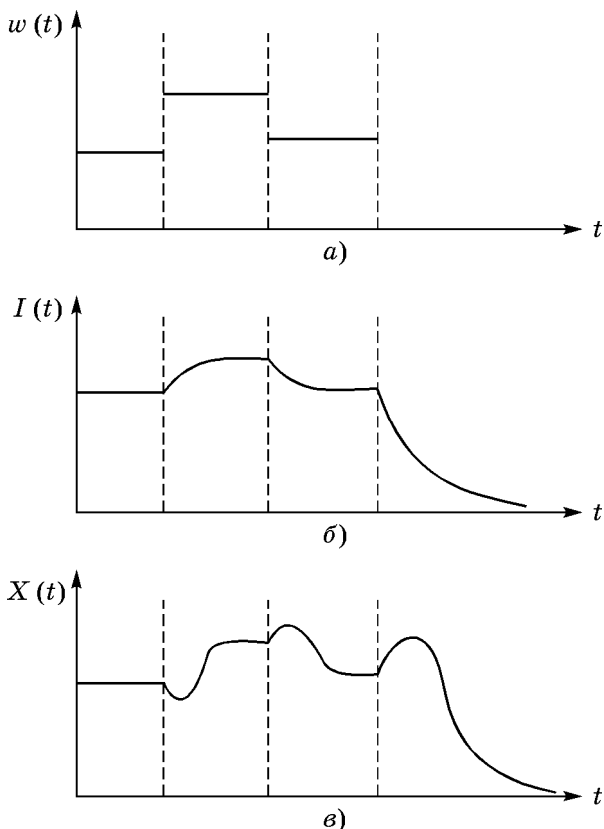


Рис. 3.1. Временная зависимость от мощности реактора (а) концентрации йода-135 (б) и ксенона-135 (в)

В экстремальном случае, при полной остановке реактора и соответствующем максимальном накоплении ксенона, эффект переотравления может значительно, в несколько раз, превышать его исходное стационарное значение. Это явление носит название "йодной ямы". Неизбежный распад ксенона приводит к уменьшению его концентрации и выходу из "йодной ямы". Максимальное отравление реактора наступает через 10–12 ч, а восстановление концентрации ксенона до исходного значения, предшествовавшего снижению мощности, требует времени порядка суток. Если реактор не располагает запасом реактивности, превышающим величину нестационарного отравления в условиях "йодной ямы", то в этот период он не может быть повторно запущен.

Быстрая положительная обратная связь, обусловленная выгоранием ксенона, и запаздывающая отрицательная обратная связь, обусловленная распадом йода, создают предпосылки для пространственной неустойчивости поля энерговыделения в больших энергетических реакторах на тепловых нейтронах. Продемонстрируем феномен пространственной неустойчивости на простом примере. Рассмотрим одномерный плоский реактор с идеальным отражателем (рис. 3.2).

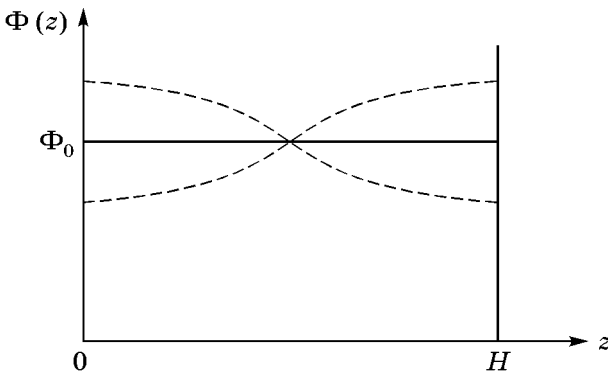


Рис. 3.2. Модель плоского одномерного реактора

Ограничимся одногрупповой моделью с единственной обратной связью по ксенону. Размер реактора — H . Пространственную переменную обозначим через z . Систему уравнений, описывающих пространственную зависимость плотности потока нейтронов с учетом захвата на ксеноне, и пространственную зависимость концентраций йода и ксенона представим в виде:

$$\begin{aligned}
D \frac{\partial^2 \Phi(z,t)}{\partial z^2} + (k_\infty - 1) \Sigma_a \Phi(z,t) - \sigma_c^X X(z,t) \Phi(z,t) &= 0; \\
\frac{\partial I(z,t)}{\partial t} &= \gamma_I \Sigma_f \Phi(z,t) - \lambda_I I(z,t); \\
\frac{\partial X(z,t)}{\partial t} &= \lambda_I I(z,t) - \lambda_X X(z,t) - \sigma_c^X X(z,t).
\end{aligned} \tag{3.3}$$

Учитывая, что модель нестационарного процесса описывает медленные изменения плотности потока нейтронов, связанные с изменением концентрации ксенона, запаздывающими нейтронами в уравнении диффузии и производной по времени $\frac{\partial \Phi(z,t)}{\partial t}$ можно пренебречь. В уравнении диффузии отдельно выделено слагаемое, учитывающее захват на ксеноне. Таким образом, в коэффициент размножения k_∞ и в сечение захвата Σ_a ксенон не включен. Поделив все члены уравнения диффузии на D , его можно преобразовать к виду:

$$\frac{\partial^2 \Phi(z,t)}{\partial z^2} + \chi^2 \Phi(z,t) - \beta_X X(z,t) \Phi(z,t) = 0. \tag{3.3a}$$

В уравнении (3.3a) $\chi^2 = \frac{k_\infty - 1}{D/\Sigma_a} = \frac{k_\infty - 1}{M^2}$ – материальный параметр размножающей среды без учета ксенона; $\beta_X = \frac{\sigma_c^X}{D}$.

На границах с отражателем выполняются условия отражения:

$$\begin{aligned}
\left. \frac{\partial \Phi(z,t)}{\partial z} \right|_0 &= \left. \frac{\partial \Phi(z,t)}{\partial z} \right|_H = 0; \\
\left. \frac{\partial I(z,t)}{\partial z} \right|_0 &= \left. \frac{\partial I(z,t)}{\partial z} \right|_H = 0; \\
\left. \frac{\partial X(z,t)}{\partial z} \right|_0 &= \left. \frac{\partial X(z,t)}{\partial z} \right|_H = 0.
\end{aligned} \tag{3.4}$$

В исходном стационарном состоянии плотность потока нейтронов и, соответственно, плотности йода и ксенона постоянны по объему актив-

ной зоны и равны Φ_0, I_0, X_0 . Предположим, что в какой-то момент времени возникло возмущение плотности потока нейтронов, состоящее в его локальном увеличении в левой половине и уменьшении в правой половине реактора. Увеличение скорости выгорания ксенона в области повышенной плотности и уменьшение скорости выгорания в области пониженной плотности потока нейтронов, сопровождающееся соответствующим локальным изменением размножающих свойств, приведет к усилению исходного возмущения в распределении плотности потока нейтронов. Процесс будет продолжаться до тех пор, пока распад вновь накопившегося йода не скомпенсирует изменения в концентрации ксенона. В дальнейшем в результате роста концентрации ксенона за счет распада йода в области высокой плотности потока нейтронов и уменьшении его концентрации в области пониженной плотности возникнет обратная ситуация: уменьшение плотности потока нейтронов в левой и рост в правой половине реактора. При определенном достаточно высоком уровне плотности потока нейтронов и достаточно большом размере активной зоны возможно возникновение режима автоколебаний, т.е. неустойчивость поля энерговыделения.

В соответствии с принятыми условиями, исходное стационарное состояние описывается следующими соотношениями:

$$\Phi_0(z, t) = \Phi_0, \quad (\chi^2 - \beta_X X_0)\Phi_0 = 0. \quad (3.5)$$

Как следует из соотношения (3.5), в стационарном состоянии весь избыток размножающих свойств реактора, определяющий величину материального параметра χ^2 , компенсируется захватом на ксеноне. Из приведенного соотношения следует, что

$$\chi^2 - \beta_X X_0 = 0. \quad (3.5a)$$

Введем отклонения от стационарного состояния:

$$\Phi(z, t) = \Phi_0 + \varphi(z, t), \quad I(z, t) = I_0 + i(z, t), \quad X(z, t) = X_0 + x(z, t). \quad (3.6)$$

Подстановка выражений (3.6) в систему уравнений после элементарных преобразований и пренебрежения членами второго порядка малости приводит к следующей системе уравнений для отклонений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \varphi(z, t)}{\partial z^2} &= -\beta_x x(z, t) \Phi_0 = 0; \\ \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} &= \gamma_I \Sigma_f \varphi(z, t) - \lambda_I i(z, t); \\ \frac{\partial x(z, t)}{\partial t} &= \lambda_I i(z, t) - \lambda_X x(z, t) - \sigma_c^X X_0 \varphi(z, t) - \sigma_c^X x(z, t) \Phi_0.\end{aligned}\tag{3.7}$$

Для отклонений от стационарного состояния справедливы условия отражения (3.4) на границах с отражателем:

$$\begin{aligned}\left. \frac{\partial \varphi(z, t)}{\partial z} \right|_0 &= \left. \frac{\partial \varphi(z, t)}{\partial z} \right|_H = 0; \\ \left. \frac{\partial i(z, t)}{\partial z} \right|_0 &= \left. \frac{\partial i(z, t)}{\partial z} \right|_H = 0; \\ \left. \frac{\partial x(z, t)}{\partial z} \right|_0 &= \left. \frac{\partial x(z, t)}{\partial z} \right|_H = 0.\end{aligned}\tag{3.4a}$$

Решения для отклонений будем искать в виде рядов Фурье по собственным функциям, удовлетворяющим граничным условиям (3.4a):

$$\begin{aligned}\varphi(z, t) &= \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_n \cos \frac{n\pi z}{H} e^{\omega_n t}; \\ i(z, t) &= \sum_{n=1}^{\infty} I_n \cos \frac{n\pi z}{H} e^{\omega_n t}; \\ x(z, t) &= \sum_{n=1}^{\infty} X_n \cos \frac{n\pi z}{H} e^{\omega_n t}.\end{aligned}\tag{3.8}$$

Подставляя выражения для отклонений (3.8) в систему уравнений (3.7) и используя свойства ортогональности собственных функций, получим систему алгебраических уравнений для коэффициентов Φ_n , I_n , X_n с произвольным номером n :

$$\left(\frac{n\pi}{H}\right)^2 \Phi_n + \beta_X \Phi_0 X_n = 0;$$

$$\omega_n I_n = \gamma_I \Sigma_f \Phi_n - \lambda_I I_n;$$

$$(3.9)$$

$$\omega_n X_n = \lambda_I I_n - \lambda_X X_n - \sigma_c^X X_0 \Phi_n - \sigma_c^X \Phi_0 X_n.$$

Как и в п. 2.4, задача анализа устойчивости состоит в определении знаков ω_n . Если в разложениях (3.8) существуют слагаемые с положительным знаком ω_n , это будет свидетельствовать о пространственной неустойчивости плотности потока нейтронов, т.е. поля энерговыделения в реакторе. Первое уравнение системы (3.9) не содержит ω_n и может быть использовано для получения связи между Φ_n и X_n :

$$\Phi_n = -\frac{\beta_X \Phi_0}{\left(\frac{n\pi}{H}\right)^2} X_n. \quad (3.10)$$

Подставляя Φ_n в соответствии с (3.10) во второе и третье уравнения системы (3.9), получим систему двух однородных уравнений, связывающих I_n и X_n и содержащих ω_n :

$$(\lambda_I + \omega_n) I_n + \frac{\gamma_I \Sigma_f \beta_X \Phi_0}{\left(\frac{n\pi}{H}\right)^2} X_n = 0;$$

$$\lambda_I I_n + \left[\frac{\sigma_c^X X_0 \beta_X \Phi_0}{\left(\frac{n\pi}{H}\right)^2} - (\lambda_X + \sigma_c^X \Phi_0) - \omega_n \right] X_n = 0. \quad (3.11)$$

Приравняв нулю определитель системы (3.11), получим уравнение 2-го порядка для ω_n :

$$\omega_n^2 + u_n \omega_n + v_n = 0. \quad (3.12)$$

Условиями отрицательности корней ω_n , т.е. устойчивости пространственного распределения энерговыделения, является выполнение соотношений $u_n > 0$, $v_n > 0$, или в явном виде:

$$\begin{aligned}
 u_n &= \lambda_I + \lambda_X + \sigma_c^X \Phi_0 - \frac{\beta_X X_0 \sigma_c^X \Phi_0}{\left(\frac{n\pi}{H}\right)^2} > 0; \\
 v_n &= \lambda_X + \sigma_c^X \Phi_0 + \frac{\beta_X \Phi_0 (\gamma_I \Sigma_f - \sigma_c^X X_0)}{\left(\frac{n\pi}{H}\right)^2} > 0.
 \end{aligned}
 \tag{3.13}$$

Любое нарушение соотношений (3.13) является признаком неустойчивости.

Проанализируем второе условие соотношений (3.13). Потенциальная возможность нарушения знака неравенства зависит от последнего слагаемого в левой части, а точнее – от знака разности $(\gamma_I \Sigma_f - \sigma_c^X X_0)$.

Определим X_0 из уравнений стационарного состояния:

$$\begin{aligned}
 0 &= \gamma_I \Sigma_f \Phi_0 - \lambda_I I_0; \\
 0 &= \lambda_I I_0 - (\lambda_X + \sigma_c^X \Phi_0) X_0,
 \end{aligned}$$

откуда

$$X_0 = \frac{\gamma_I \Sigma_f \Phi_0}{\lambda_X + \sigma_c^X \Phi_0}.
 \tag{3.14}$$

Подставляя выражение для X_0 в разность $(\gamma_I \Sigma_f - \sigma_c^X X_0)$, получим:

$$\gamma_I \Sigma_f - \frac{\sigma_c^X \gamma_I \Sigma_f \Phi_0}{\lambda_X + \sigma_c^X \Phi_0} = \gamma_I \Sigma_f \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{\lambda_X}{\sigma_c^X \Phi_0}} \right) > 0.$$

Таким образом, второе условие соотношений (3.13) выполняется всегда и с точки зрения анализа устойчивости неинформативно. Остается одно первое условие, по существу и являющееся критерием устойчивости. Это условие легко преобразовать к виду:

$$\left(\frac{n\pi}{H}\right)^2 > \frac{\chi^2}{1 + \frac{\lambda_I + \lambda_X}{\sigma_c^X \Phi_0}}. \quad (3.15)$$

Соответственно, условием *неустойчивости* будет то же соотношение с обратным знаком неравенства:

$$\left(\frac{n\pi}{H}\right)^2 < \frac{\chi^2}{1 + \frac{\lambda_I + \lambda_X}{\sigma_c^X \Phi_0}}. \quad (3.16)$$

Из соотношения (3.16) видно, что наибольший риск появления неустойчивости возникает при $n = 1$, т.е. для первой гармонической составляющей распределения плотности потока нейтронов (плотности энерговыделения). Дальнейшие преобразования будут относиться именно к этому случаю. Во-первых, воспользуемся выражением для материального параметра: $\chi^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2}$. Во-вторых, учтем, что, как следует из

(3.3), для исходного стационарного состояния $(k_\infty - 1)\Sigma_a = \sigma_c^X X_0$. Подставляя выражение для χ^2 в (3.16) и используя выражение для X_0 (3.14), получим условие *неустойчивости* в окончательном виде:

$$\left(\frac{M}{H}\right)^2 < \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} \cdot \frac{\gamma_I}{1 + \frac{\lambda_X}{\sigma_c^X \Phi_0}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\lambda_I + \lambda_X}{\sigma_c^X \Phi_0}} \cdot \frac{1}{\pi^2}. \quad (3.17)$$

Из полученного выражения следует, что для заданного уровня плотности потока нейтронов Φ_0 в принципе может быть найден такой размер активной зоны, выраженный в длинах миграции $\frac{H}{M}$, при котором условие (3.17) будет выполняться, и поле энерговыделения будет неустойчивым. Естественно, чем выше плотность потока нейтронов, тем меньше размер активной зоны, характеризующийся пространственной неустойчивостью. Возможно и обратное рассуждение: для заданного достаточно большого размера активной зоны существует определенная величина плотности потока нейтронов, превышение которой приводит

реактор в неустойчивое состояние. Таким образом, соотношение (3.17) демонстрирует принципиальную возможность возникновения неустойчивости поля энерговыделения в реакторах больших размеров.

Физическим эффектом, противодействующим развитию пространственной неустойчивости, в рассмотренном примере является тенденция к выравниванию плотности потока нейтронов, связанная с перетечкой нейтронов, обусловленной градиентом между областями с высокой и низкой плотностью (см. рис. 3.2). Чем больше активная зона, тем слабее связь между отдельными областями, меньше градиенты и сильнее влияние локальных изменений размножающих свойств, стимулирующих неустойчивость. В реакторах конечных размеров с нулевыми условиями на границе дополнительным фактором стабилизации является утечка нейтронов из активной зоны. В реакторах малых размеров – с утечкой, значительно превышающей эффект отравления, именно утечка – основной механизм формирования распределения плотности потока нейтронов. В таких реакторах неустойчивость поля энерговыделения практически исключена.

Заметим, что в реальных условиях действующих реакторов могут быть существенны дополнительные эффекты, усиливающие или ослабляющие тенденцию к неустойчивости. Во-первых, это локальные обратные связи. Во-вторых, это форма исходного распределения плотности потока нейтронов. В частности, в реакторах больших размеров из-за неравномерного выгорания топлива по высоте активной зоны может сформироваться распределение плотности потока нейтронов, существенно отличающееся от элементарных собственных функций, обычно принимаемых в качестве априорных моделей. Может иметь место выравнивание или даже, как в случае реактора РБМК, формирование двугорбого распределения плотности потока нейтронов, усиливающее тенденцию к неустойчивости. При этом именно неустойчивость плотности потока нейтронов и поля энерговыделения по высоте активной зоны вызывает особое беспокойство при эксплуатации реакторов, поскольку, как правило, возможности управления аксиальным распределением поля нейтронов и поля энерговыделения ограничены. Аксиальная ксеноновая неустойчивость может приводить к сильным деформациям поля энерговыделения и к повышенным локальным термическим нагрузкам на топливо, повышая риск его разрушения. Деформация аксиального распределения плотности потока нейтронов может также отразиться на эффективности стержней управления.

При проектировании реактора должны по возможности исключаться предпосылки к неустойчивости или предусматриваться технические средства контроля и управления полем энерговыделения. В частности, в реакторах РБМК для этой цели предусмотрены укороченные стержни управления, вводимые снизу активной зоны. Аксиальная ксеноновая неустойчивость поля энерговыделения наблюдается также в реакторах ВВЭР-1000.

Период пространственных ксеноновых колебаний соизмерен времени жизни йода и ксенона.

4. БОЛЬШИЕ СКАЧКИ РЕАКТИВНОСТИ

Особую потенциальную опасность в ядерных энергетических установках представляют большие скачки положительной реактивности, превышающие эффективную долю запаздывающих нейтронов и приводящие к неуправляемому разгону реактора на мгновенных нейтронах. Хотя современные Правила ядерной безопасности [11] жестко регламентируют как величину, так и скорость вводимой положительной реактивности, наличие в реакторах запаса реактивности на выгорание и отравление ядерного топлива создает потенциальную возможность ее несанкционированного ввода при нарушениях условий нормальной эксплуатации.

Для качественной оценки процесса разгона реактора на мгновенных нейтронах рассмотрим сначала простейшую точечную модель реактора без обратных связей. Предположим, что до момента времени $t = 0$ реактор работал на уровне мощности W_0 . В момент $t = 0$ в реактор скачком введена положительная реактивность $\rho > \beta$. Пренебрегая вкладом запаздывающих нейтронов, уравнение для временного поведения реактора можно представить в виде:

$$\frac{dW(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} W. \quad (4.1)$$

Решение уравнения (4.1) имеет вид экспоненты:

$$W(t) = W_0 e^{\frac{t}{T}} \quad (4.2)$$

с периодом $T = \frac{\Lambda}{\rho - \beta}$. Обратим внимание на то, что период разгона ре-

актора прямо связан с временем жизни (временем генерации) мгновенных нейтронов, а значит – с типом реактора. Например, при $\rho = 2\beta$ и $\beta = 0,005$ у реактора на тепловых нейтронах, имеющего время генерации $\Lambda = 10^{-4}$ с, период равен $2 \cdot 10^{-2}$ с. При тех же условиях у реактора на быстрых нейтронах со временем генерации $\Lambda = 10^{-6}$ с период равен $2 \cdot 10^{-4}$ с, т.е. в 100 раз меньше. С точки зрения аварийных последствий важно знать, через какое время параметры реактора, ответственные за целостность его конструкции, достигнут критических значений, за которыми наступает разрушение активной зоны. Значения физических параметров так или иначе связаны с энерговыделением в топливе. Одним из основных параметров, определяющих работоспособность реактора, является температура топлива. Количество энергии, выделившееся в топливе в процессе разгона к моменту времени τ :

$$Q(\tau) = \int_0^{\tau} W(t) dt = TW_0(e^{\frac{\tau}{T}} - 1) \approx TW_0 e^{\frac{\tau}{T}}. \quad (4.3)$$

Считая процесс нагрева топлива адиабатическим, т.е. принимая, что вся энергия, выделившаяся в процессе разгона, идет на нагрев топлива, получим связь между увеличением температуры топлива и энергией:

$$\Delta T_T(\tau) = \frac{Q(\tau)}{m_T c_T}. \quad (4.4)$$

Задав критическое значение $\Delta T_T^{\text{кр}}$, соответствующее условиям нарушения работоспособности топливных элементов, и комбинируя выражения (4.3) и (4.4), легко получить формулу для оценки соответствующего времени $\tau_{\text{кр}}$:

$$\tau_{\text{кр}} = T \cdot \ln \frac{\Delta T_T^{\text{кр}} m_T c_T}{TW_0}. \quad (4.5)$$

Пример. Исходная мощность реактора $W_0 = 3 \cdot 10^6$ кВт; масса топлива $m_T = 10^2$ т; теплоемкость $c_T = 300$ кДж/т · К; доля запазды-

вающих нейтронов $\beta = 5 \cdot 10^{-3}$ с; скачок реактивности $\rho = 2\beta$, допустимое увеличение температуры топлива $\Delta T_T^{\text{кр}} = 10^3$ К. Пользуясь приведенными формулами, получим период реактора $T = 0,02$ с и критическое время $\tau_{\text{кр}} = 0,124$ с. Иными словами, для прекращения роста мощности реактора, угрожающей целостности топлива и достигшей к этому моменту $492W_0$, имеется в распоряжении всего $0,124$ с. Создание столь быстродействующей и эффективной системы аварийной защиты по меньшей мере проблематично.

К счастью, наличие отрицательных обратных связей, препятствующих росту мощности, существенно меняет картину. Существует ряд простых моделей, которые могут быть использованы для качественного анализа процессов, инициированных большими скачками реактивности при наличии обратных связей [1, 2]. В данном пособии ограничимся моделью, носящей название "модель Нордгейма – Фукса" и использующей отрицательную обратную связь по температуре топлива. Уравнения модели могут быть получены из классических уравнений динамики, например из систем (2.31), (2.32), исключением уравнений для запаздывающих нейтронов. Кроме того, предполагается, что вся выделившаяся энергия аккумулируется в топливе в виде увеличения его температуры, так что скорость нарастания температуры пропорциональна мощности реактора.

Система уравнений модели Нордгейма – Фукса имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dW(t)}{dt} &= \frac{\rho(T_T) - \beta}{\Lambda} W(t); \\ \rho(T_T) &= \rho_0 - \alpha_T (T_T - T_{T0}); \\ \frac{dT_T(t)}{dt} &= \frac{1}{m_T c_T} W(t), \end{aligned} \quad (4.6)$$

где ρ_0 – исходный скачок реактивности, существенно (в несколько раз) превышающий β .

Ценность сформулированной модели состоит в том, что она позволяет получить аналитическое решение и дать достаточно четкую качественную физическую интерпретацию поведения реактора в условиях большого скачка реактивности.

Система уравнений преобразуется следующим образом. Продифференцируем реактивность ρ по времени и с помощью последнего уравнения системы (4.6) установим связь изменения реактивности с мощностью:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\alpha_T \frac{dT_T}{dt} = -\frac{\alpha_T}{m_T c_T} W. \quad (4.7)$$

Поделим, соответственно, левые и правые части первого уравнения системы (4.6) для мощности на уравнение для реактивности (4.7):

$$\frac{dW}{d\rho} = -\frac{\rho - \beta}{\alpha_T \Lambda} m_T c_T. \quad (4.8)$$

Полученное уравнение (4.8) устанавливает параметрическую связь между мощностью и реактивностью и может быть легко проинтегрировано:

$$W(\rho) = A - \frac{(\rho - \beta)^2}{2\alpha_T \Lambda} m_T c_T. \quad (4.9)$$

Полагая, что в момент ввода положительной реактивности ρ_0 начальная мощность реактора настолько мала, что ею можно пренебречь и считать равной нулю, найдем константу

$$A = \frac{(\rho_0 - \beta)^2}{2\alpha_T \Lambda} m_T c_T.$$

Подставляя полученное выражение для константы A в (4.9), окончательно получим:

$$W(\rho) = \frac{m_T c_T}{2\alpha_T \Lambda} \left[(\rho_0 - \beta)^2 - (\rho - \beta)^2 \right]. \quad (4.10)$$

Как следует из первого уравнения системы (4.6), мощность реактора достигает максимального значения при $\rho = \beta$. Подставляя $\rho = \beta$ в выражение (4.10), получим явное выражение для максимума мощности:

$$W_{\max} = \frac{m_T c_T}{2\alpha_T \Lambda} (\rho_0 - \beta)^2. \quad (4.11)$$

Таким образом, аналитическая зависимость $W(\rho)$ представляет собой параболу с максимумом в точке $\rho = \beta$. Характер зависимости представлен на рис. 4.1.

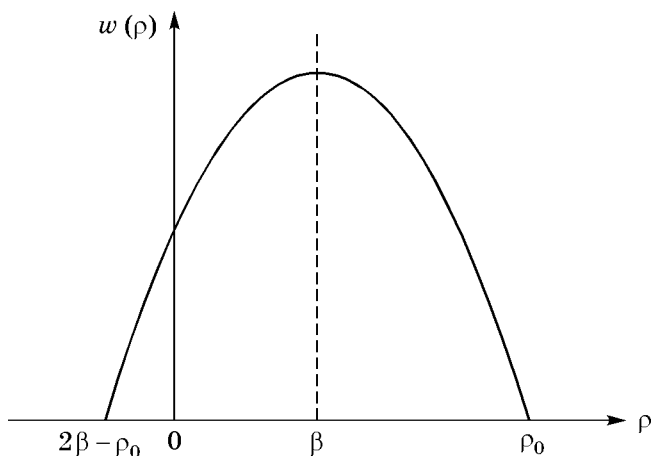


Рис. 4.1. Связь между мощностью и реактивностью по модели Нордгейма – Фукса

Полученную зависимость можно трактовать как вспышку мощности (или нейтронную вспышку), которая полностью гасится отрицательной обратной связью. Из приведенной зависимости следует, что в рамках рассматриваемой модели при достижении реактивностью определенного значения $\rho = 2\beta - \rho_0$ мощность реактора спадает до нуля. Заметим, что здесь проявляется некорректность модели в условиях, когда реактивность ρ становится меньше β . На самом деле мощность не может упасть до нулевого значения благодаря действию запаздывающих нейтронов, которые в модели не учитывались. Но при больших скачках реактивности эта некорректность не сильно сказывается на количественных оценках основных параметров вспышки.

В соответствии с полученной зависимостью (в силу симметрии параболы) полное изменение реактивности в пределах вспышки составляет $\Delta\rho = 2(\rho_0 - \beta)$. При этом полное изменение температуры топлива, которое может быть определено из второго уравнения системы (4.6),

$$\Delta T_T = \frac{2(\rho_0 - \beta)}{\alpha_T}. \quad (4.12)$$

Полная энергия, выделившаяся в топливе в процессе вспышки:

$$Q = m_T c_T \Delta T_T = \frac{2(\rho_0 - \beta)}{\alpha_T} m_T c_T. \quad (4.13)$$

Наконец, зная полную энергию и максимальную мощность, можно оценить и эффективное время вспышки:

$$\Delta t_{\text{эф}} = \frac{Q}{W_{\text{max}}} = \frac{4\Lambda}{\rho_0 - \beta} = 4T. \quad (4.14)$$

В полученной оценке эффективное время вспышки равно четырем начальным периодам разгона реактора.

Обратим внимание на важные качественные результаты, вытекающие из модели Нордгейма – Фукса. Во-первых, из выражения (4.11) следует, что максимальная мощность реактора обратно пропорциональна коэффициенту реактивности α_T и времени генерации мгновенных нейтронов Λ . Поскольку время генерации в реакторах различных типов может различаться на порядки, то в соответствии с этим и максимальная мощность при прочих равных условиях может различаться на порядки. При этом, чем больше максимальная мощность, тем меньше эффективное время вспышки. С другой стороны, полная энергия вспышки никак не связана с временем генерации и, естественно, тем больше, чем больше введенная реактивность и меньше коэффициент реактивности α_T . Изменение температуры топлива ΔT_T также обратно пропорционально величине коэффициента реактивности, что совершенно естественно: чем меньше коэффициент реактивности, тем на большую величину нужно изменить температуру топлива, чтобы скомпенсировать введенную исходную реактивность. Заметим, что температура топлива и, соответственно, риск плавления достигает максимального значения не в момент максимума мощности, а в момент ее снижения до нуля. Вместе с тем можно утверждать, что, например, в реакторах на быстрых нейтронах с малым временем генерации импульсная ударная нагрузка на топливо при скачке реактивности, определяемая величиной максимальной мощности и длительностью вспышки, будет существенно выше, и может иметь большие разрушительные последствия, чем в реакторах на тепловых нейтронах при прочих равных условиях. Типичная качественная временная зависимость параметров реактора при введении большого скачка реактивности в реальных условиях и в модели Нордгейма – Фукса представлена на рис. 4.2.

Отличие реального переходного процесса от его представления в модели Нордгейма – Фукса объясняется двумя причинами. Во-первых, после большого всплеска мощности и падения реактивности становится существенным влияние эмиттеров запаздывающих нейтронов, накопившихся в ходе вспышки. Во-вторых, если активная зона не разрушилась и продолжается теплоотвод, приводящий к падению температуры топлива, то вследствие действия обратной связи по температуре топлива начинается рост реактивности и, соответственно, мощности реактора.

В модели Нордгейма – Фукса учтена только одна обратная связь по температуре топлива. Более общий случай учета обратной связи, пропорциональной выделившейся энергии, без расшифровки ее физических механизмов рассмотрен в модели Фукса – Хансена [1].

Важно отметить, что у ядерных реакторов в принципе существуют физические механизмы, способствующие самозащищенности в условиях аварийных ситуаций, связанных с большими скачками реактивности, и ограничивающие энерговыделение. В этом состоит их принципиальное отличие от ядерных взрывных устройств, имеющих прямо противоположную цель – максимальное энерговыделение при взрыве.

Заметим, что существует класс экспериментальных импульсных реакторов, для которых большие скачки реактивности, сопровождающиеся мощными нейтронными импульсами, являются нормальным штатным режимом. Модель Нордгейма – Фукса может быть в принципе использована для оценки параметров таких реакторов.

Мы рассмотрели феномен вспышки на уровне точечной модели. В реакторах больших размеров, существенно превышающих минимальный критический объем, и имеющих запас реактивности, превышающий долю запаздывающих нейтронов, в принципе возможна ситуация, когда коэффициент размножения в силу тех или иных причин возрастет до величины, способной привести к разгону на мгновенных нейтронах в ограниченной области активной зоны. Для описания такой ситуации существует специальный термин "локальная критичность", хотя более правильным был бы термин "локальная надкритичность". Причинами такой аварийной ситуации могут быть нарушения регламента при загрузке свежего топлива, отказы в системе управления и теплоотвода и пр. Реальным примером локальной надкритичности можно считать первую фазу Чернобыльской аварии, инициированную действием вытеснителей при сбросе аварийной защиты в нижней части активной зоны реактора. Естественно, реакторы больших размеров должны подвергаться

тщательному анализу безопасности и иметь средства самозащищенности не только по осредненным характеристикам активной зоны, но и по ее локальным свойствам. В качестве наиболее простого инструмента анализа безопасности также может быть использована модель Нордгейма – Фукса, трансформированная соответствующим образом для учета локальных свойств активной зоны.

Следует обратить внимание на важный парадокс, относящийся к построению и достоверности модели Нордгейма – Фукса. Модель строится на основе предположения о пренебрежимо малом вкладе в процесс изменения (роста и падения) мощности запаздывающих нейтронов. Естественно, чем больше величина скачка реактивности, внесенного в реактор, тем меньше относительный вклад в процесс изменения мощности запаздывающих нейтронов, тем точнее в чисто математическом плане модель Нордгейма – Фукса. С другой стороны, чем больше скачок реактивности, тем больше изменение мощности, а следовательно – и температуры топлива. Но, как было показано в п. 2.2, коэффициент реактивности по температуре топлива α_T сам зависит от температуры. От температуры зависит также и теплоемкость топлива. Таким образом, чем больше изменение температуры топлива в переходном процессе, тем существеннее некорректность самой модели. Вместе с тем модель Нордгейма – Фукса может претендовать на достаточно адекватное качественное описание процесса разгона реактора при больших скачках реактивности. Более точные результаты могут быть получены численными методами.

5. ОСТАТОЧНОЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ И ВТОРИЧНЫЕ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РЕАКТОРАХ

До этого рассматривались динамические процессы, связанные с цепной реакцией деления. Теперь перейдем к процессам, которые способны инициировать или усугубить аварийные ситуации и которые должны приниматься во внимание при авариях с нарушением теплоотвода и разработке защитных систем безопасности. Важная особенность ядерно-энергетических установок состоит в том, что даже в подкритическом состоянии (после введения большой отрицательной реактивности) процесс деления ядер и сопровождающее его энерговыделение в ядерном топливе невозможно прекратить мгновенно. После остановки реактора

длительное время продолжается радиоактивный распад накопившихся осколков деления, также сопровождающийся энерговыделением в топливе. Если вследствие каких-либо причин после остановки реактора нарушен теплоотвод, и имеет место рост температуры топлива и конструкционных материалов активной зоны сверх установленных пределов, могут возникнуть условия для физико-химических процессов, сопровождающихся выделением энергии и стимулирующих рост температур. В зависимости от конструкции и материалов активной зоны эти вторичные экзотермические процессы могут играть более или менее значительную роль в инициировании и развитии аварийных ситуаций. Помимо остаточного энерговыделения и возможных экзотермических процессов, усугубляющих возможные аварийные ситуации, в топливе и компонентах активной зоны содержится значительная аккумулированная энергия в виде высокой температуры материалов, которая, наряду с остаточным энерговыделением, должна учитываться при обеспечении аварийного теплоотвода от активной зоны.

Рассмотрим основные составляющие остаточного энерговыделения и вторичных экзотермических процессов в реакторах современных типов.

Энерговыделение за счет затухающей реакции деления. После сброса в активную зону стержней аварийной защиты в реакторе благодаря наличию запаздывающих нейтронов продолжается постепенно затухающий процесс деления. Картина затухающей реакции деления может быть достаточно сложной, во-первых, за счет наличия групп эмиттеров с различными постоянными распада, а во-вторых – за счет влияния обратных связей, иницируемых снижением мощности реактора. Простейшая оценка вклада рассматриваемого компонента в мощность реактора может быть получена на основе приближения с одной группой эмиттеров без учета обратных связей [см. формулу (1.25a)]:

$$\frac{W(t)}{W_0} = \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{t}{T}}, \quad (5.1)$$

где W_0 – исходная мощность реактора; ρ – введенная отрицательная реактивность; T – период реактора: $T = \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho}$. Поскольку ρ отрицатель-

на, то и период T отрицателен и тем больше, чем меньше введенная реактивность. Из формулы (5.1) видно, что по крайней мере в первые секунды после ввода отрицательной реактивности мощность реактора

падает в отношении $\frac{\beta}{\beta - \rho}$. Например, если введенная отрицательная

реактивность равна -2β , то мощность за счет реакции деления уменьшается до $1/3$ от исходной величины. Вклад составляющей от затухающей реакции деления оказывается существенным и даже определяющим по крайней мере в течение первых $10 - 15$ с после сброса аварийной защиты, и только по истечении $1 - 2$ мин становится пренебрежимо малым по сравнению с мощностью, обусловленной вторым компонентом – радиоактивным распадом осколков деления.

Энерговыделение за счет распада осколков деления. Согласно существующим оценкам энергетического баланса реакции деления на долю радиоактивного распада осколков деления приходится около 15 МэВ, или немногим более 7% от полного выхода энергии от реакции деления (200 МэВ). После прекращения цепной реакции деления в ядерном топливе продолжается радиоактивный распад осколков, сопровождающийся энерговыделением, с интенсивностью, пропорциональной их количеству в топливе. Количество осколков зависит от того, сколько времени работал реактор до его остановки, и сколько времени прошло после остановки. Поскольку в составе осколков присутствуют компоненты с достаточно большими временами жизни, процесс значительного энерговыделения за счет их распада может быть существенным в течение весьма длительного времени, измеряемого десятками суток. Для приближенной инженерной оценки мощности остаточного энерговыделения за счет распада осколков предложена простая эмпирическая формула:

$$\frac{W_{\text{оск}}(t)}{W_0} = 7,2 \cdot 10^{-2} [t^{-0,2} - (T_0 + t)^{-0,2}], \quad (5.2)$$

где T_0 – время работы реактора до остановки; t – время после остановки (в секундах). Формула (5.2) может применяться в интервале от 10 до 10^5 с. Точность ее оценивается в $\pm 25\%$.

Если время работы до остановки реактора настолько велико, что можно пренебречь вторым слагаемым в квадратных скобках, формулу (5.2) можно упростить:

$$\frac{W_{\text{оск}}(t)}{W_0} = 7,2 \cdot 10^{-2} t^{-0,2}. \quad (5.2a)$$

Судя по этой оценке, составляющая мощности за счет распада осколков сразу после остановки реактора равна $\sim 7,2\%$ от исходного значения, снижается до $2 - 3\%$ в течение первых 10 мин, до 1% в течение 5 ч, а затем медленно спадает в течение длительного времени.

Аккумулятивная тепловая энергия. При работе реактора на высоком уровне мощности в ядерном топливе и компонентах активной зоны, нагретых до высокой температуры, постоянно содержится значительное количество аккумулятивной тепловой энергии. При охлаждении реактора после остановки поток тепла в теплоноситель определяется как величиной остаточного энерговыделения за счет продолжающихся процессов в топливе, так и сбросом аккумулятивной тепловой энергии. Количество аккумулятивной тепловой энергии в топливе зависит от его массы, теплоемкости и перепада температур между топливом и теплоносителем:

$$Q_T = m_T c_T (T_T - T_{Т/Н}). \quad (5.3)$$

Например, если масса топлива равна 100 т, теплоемкость – $300 \text{ кДж/т} \cdot \text{К}$, а перепад температур составляет 1000 К, то аккумулятивная энергия равна $3 \cdot 10^4 \text{ МДж}$, или $\sim 8,4 \text{ МВт} \cdot \text{ч}$. Поток аккумулятивного тепла неравномерен во времени, имеет максимальную величину в начальный момент после выключения реактора и постепенно, по мере остывания топлива и уменьшения перепада температур между топливом и теплоносителем, ослабляется. Но в течение первых десятков секунд после выключения реактора поток аккумулятивного тепла может превышать поток за счет остаточного энерговыделения. Например, если в рассмотренном примере аккумулятивное тепло отводится теплоносителем в течение 20 с, то средняя мощность, отводимая теплоносителем, составит $\sim 1500 \text{ МВт}$.

Дополнительное большое количество аккумулятивной тепловой энергии может содержаться в нагретых до высокой температуры твердых компонентах активной зоны. В качестве наиболее характерного примера можно привести реактор типа РБМК с графитовым замедлителем, температура которого в рабочих условиях достигает $600 - 700 \text{ }^\circ\text{C}$. Принимая во внимание, что масса графита по крайней мере на порядок больше массы топлива в активной зоне, а теплоемкость графита примерно в пять раз больше теплоемкости двуокиси урана, являющегося топливом в РБМК, легко оценить, что аккумулятивная энергия в гра-

фите может значительно (на порядки) превышать аккумулированную энергию в топливе. Интенсивность передачи тепла от графита к теплоносителю определяется температурным перепадом и термическим сопротивлением. Поскольку термическое сопротивление между замедлителем – графитом и теплоносителем существенно выше, чем между топливом и теплоносителем, поток аккумулированного тепла от графита в первые секунды после остановки реактора может быть меньше, чем от топлива, но остывание графита может продолжаться существенно большее время.

Вторичные физико-химические процессы, которые могут возникнуть в результате аварийной ситуации и усугубить ее протекание, зависят от сочетания материалов в активной зоне и соответствующих условий для их реализации.

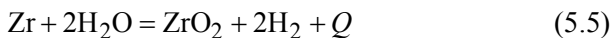
Процесс радиолiza. Наличие в активной зоне воды в качестве теплоносителя и замедлителя неизбежно сопряжено с явлением радиолiza молекул воды под действием нейтронов и гамма-квантов:



Реакция (5.4) обратима. Асимптотический уровень концентрации атомов водорода и кислорода зависит от плотности нейтронного и радиационного фона. Неблагоприятные последствия радиолiza связаны с потенциальным риском накопления гремучей смеси и возможными процессами окисления оболочек твэлов. Поэтому в контуре теплоотвода обязательно предусматриваются устройства для безопасного сжигания гремучей смеси и поддержания концентрации свободного водорода и кислорода на минимальном уровне.

Радиолizu подвергается как обычная "легкая", так и тяжелая вода, используемая в тяжеловодных реакторах (например, CANDU) в качестве замедлителя и теплоносителя.

Паро-циркониевая реакция. Сочетание в активной зоне воды и циркония (что типично для современных реакторов на тепловых нейтронах типа ВВЭР и РБМК) сопряжено с риском возникновения экзотермической паро-циркониевой реакции. Условием для ее возникновения является нарушение теплоотвода и повышение температуры циркониевых оболочек топлива до 900 – 1000 °С. Реакция протекает по следующей схеме:



где Q – энергетический выход реакции, равный 6,5 кДж на грамм про-реагировавшего циркония. При температуре, превышающей 1200 °С, реакция становится самоподдерживающейся. Опасность паро-циркониевой реакции состоит, с одной стороны, в разрушении циркониевых оболочек твэлов, а с другой стороны – в образовании большого количества водорода с соответствующим риском взрывных процессов в реакторе и системе первого контура. Как показывают оценки [13], энерговыделение от самоподдерживающейся паро-циркониевой реакции в реакторе типа ВВЭР сопоставимо с остаточным энерговыделением.

Паро-углеродная реакция. В реакторах, в активной зоне которых присутствуют вода и графит (например, в РБМК), при авариях, связанных с разрушением технологических каналов и возникновением прямого контакта воды и раскаленного графита, не исключена экзотермическая реакция, известная в технике как "газификация угля":



Продуктами реакции является смесь горючих газов CH_4 и H_2 . Взаимодействие паров воды с углеродом возможно при температуре порядка 1000 °С.

Энергия, аккумулированная радиационными дефектами (энергия Вигнера). В реакторах с графитовым замедлителем атомы углерода под действием быстрых нейтронов могут получить энергию, превышающую энергию связи в кристаллической структуре графита. Будучи выбитыми из своего равновесного состояния в регулярной кристаллической решётке, атомы углерода могут длительное время находиться в межузельном положении, сохраняя приобретенную потенциальную энергию. При возвращении атома в исходное стабильное состояние в кристаллической решетке его энергия выделяется в виде тепла. Процесс нарушения и восстановления структуры кристаллической решетки носит обратимый характер. Аккумулированная энергия за счет нарушений кристаллической решетки носит название "энергии Вигнера" [17]. При длительном облучении графита количество энергии, накопленной за счет дефектов в кристаллической решетке, достигает насыщения. При этом равновесная асимптотическая величина накопленной энергии существенно зависит от температуры графита. Чем ниже температура графита и, соответственно, меньше подвижность выбитых атомов, тем меньше их вероятность вернуться в исходное состояние и больше асимптотическая величина накопленной энергии. Например, при длительном

облучении графита при температуре 30 °С аккумулированная энергия может достигать 2,5 – 3 кДж/г. При температуре графита 750 °С аккумулированная энергия составляет всего 0,04 кДж/г. Если графит, облученный при 30°, нагреть до 750°, то избыток аккумулированной энергии за счет восстановления кристаллической структуры выделится в виде тепла.

На самом деле достаточно нагреть графит немного, например до 200°, чтобы начался процесс выделения избыточной аккумулированной энергии, который приведет к саморазогреву графита и соответствующему росту энерговыделения. Разогрев графита за счет аккумулированной энергии способен вызвать недопустимый рост его температуры с аварийными последствиями. Борьба с накоплением энергии Вигнера состоит в выборе и поддержании рабочего диапазона температуры графита, при которой аккумулированная энергия незначительна и не представляет угрозы для безопасности. Если по каким-либо техническим условиям графит должен облучаться при низкой температуре, возможно проведение периодических отжигов графита для снятия аккумулированной энергии малыми порциями.

6. ОБРАЗОВАНИЕ БИОЛОГИЧЕСКИ ЗНАЧИМЫХ РАДИОНУКЛИДОВ ПРИ РАБОТЕ РЕАКТОРА

Ранее были рассмотрены ядерные и физико-химические процессы, связанные с энерговыделением в активной зоне. В числе этих процессов было и остаточное энерговыделение за счет распада осколков деления [см. формулу (5.2)]. Судя по темпу снижения энерговыделения во времени, можно заключить, что основной вклад в него дают сравнительно короткоживущие осколки, время жизни которых измеряется минутами и часами. В то же время в ядерном топливе и в материалах активной зоны накапливаются радионуклиды с достаточно большими временами жизни, измеряемыми сутками, месяцами, годами и даже тысячелетиями, способные создавать сильный радиационный фон в течение длительного времени и представляющие особую опасность при ядерных авариях с разрушением активной зоны и выбросом больших количеств радионуклидов в окружающую среду. Радионуклиды с достаточно большими временами жизни, способные произвести вредное воздейст-

вие на биосферу и человека, называются *биологически значимыми*. Значительная часть биологически значимых радионуклидов может попадать в организм человека через воздух (при дыхании), через потребляемую воду и по пищевым цепочкам. Они могут ассимилироваться в тканях человеческого организма и оказывать вредное воздействие даже спустя длительное время после выхода человека из зоны радиационного поражения.

При нормальной работе реактора незначительная доля радионуклидов, в основном газообразных (криптон, ксенон, йод), может выходить из топлива через микротрещины в оболочках ТВЭЛОВ, попадать в теплоноситель и через системы дегазации сбрасываться в атмосферу в нормированных количествах, при которых их возможное радиационное воздействие на биосферу существенно меньше естественного радиационного фона. Основная масса радиоактивных осколков деления и продуктов активации остается в ядерном топливе, вместе с топливом после выгрузки попадает в хранилища, после необходимой длительной выдержки поступает на предприятия топливного цикла, отделяется от топлива и обезвреживается тем или иным способом.

Для планирования операций обращения с облученным топливом и мер безопасности при аварийных ситуациях необходимо знать количество и состав радионуклидов, накапливающихся в ядерном топливе и материалах при работе реактора.

В качестве примера в табл. 6.1 приведены некоторые из образующихся в результате деления биологически значимых радионуклидов с их периодами полураспада и полными выходами на акт деления.

Таблица 6.1

Нуклид	$T_{1/2}$	Выход, %	Нуклид	$T_{1/2}$	Выход, %
^{85}Kr	10,8 лет	0,293	^{106}Ru	1,01 год	0,38
^{90}Sr	29,1 лет	5,77	^{129}I	$1,6 \cdot 10^7$ лет	0,78
^{95}Zr	64 сут	6,2	^{131}I	8,04 сут	3,1
^{99}Mo	2,75 сут	6,06	^{133}Xe	5,27 сут	6,62
^{99}Tc	$2,13 \cdot 10^5$ лет	6,18	^{137}Cs	30 лет	6,15

Как видно из приведенных данных, периоды полураспада биологически значимых радионуклидов различаются на много порядков. Это сказывается на характере их накопления в ядерном топливе. Процесс

накопления произвольного радионуклида с номером i можно представить в виде следующего дифференциального уравнения:

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = q_i(t) - \lambda_i n_i(t) - \sigma_{ci} \Phi(t) n_i(t), \quad (6.1)$$

где $n_i(t)$ – концентрация радионуклида, изменяющаяся во времени; λ_i – постоянная распада; σ_{ci} – сечение захвата нейтронов; $q_i(t)$ – удельная мощность источника образования i -го радионуклида. Источником может быть реакция деления, распад ядра-предшественника, реакция захвата нейтрона ядром с номером $i-1$ или совокупность перечисленных процессов. В общем случае мощность источника может быть функцией времени. В частном случае, если удельная мощность источника и плотность потока нейтронов постоянны, решение уравнения (6.1) имеет вид

$$n_i(t) = \frac{q_i}{\lambda_i + \sigma_{ci} \Phi} [1 - e^{-(\lambda_i + \sigma_{ci} \Phi)t}]. \quad (6.2)$$

Если основной вклад в удельную мощность источника дает реакция деления, то $q_i = \gamma_i \Sigma_f \Phi$, где γ_i – выход i -го радионуклида на акт деления.

Радионуклиды, имеющие время жизни, много меньшее времени кампании ядерного топлива, такие, как йод-131 и ксенон-133, быстро достигают равновесной концентрации, и их количество в топливе остается постоянным. Напротив, радионуклиды с большими временами жизни, существенно превышающими время кампании и имеющие малые сечения захвата нейтронов, например цезий-137, накапливаются в топливе практически линейно со временем. Этот результат легко получить, разложив экспоненту в формуле (6.2) в ряд Тейлора и ограничившись двумя членами разложения.

Полное накопление того или иного радионуклида в активной зоне реактора, образовавшегося в результате реакции деления, легко найти, связав полную мощность источника его образования Q_i с тепловой мощностью реактора:

$$Q_i = \gamma_i \frac{W_T}{E_f}, \quad (6.3)$$

где E_f – выход энергии на акт деления ($E_f = 200 \text{ МэВ} = 3,2 \cdot 10^{-17} \text{ МВт} \cdot \text{с}$).

Оценим в качестве примера асимптотическое количество йода-131 в активной зоне реактора, имеющего тепловую мощность 3000 МВт.

$$\text{Постоянная распада йода-131 } \lambda_I = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 10^{-6} \text{ с}^{-1}.$$

Мощность источника

$$Q_I = \gamma_I \frac{W_T}{E_f} = 0,031 \frac{3000 \text{ МВт}}{3,2 \cdot 10^{-17} \text{ МВт} \cdot \text{с}} = 2,9 \cdot 10^{18} \frac{\text{ядер}}{\text{с}}.$$

Полное количество N_I ядер йода-131 в активной зоне:

$$N_I = \frac{Q_I}{\lambda_I} = 2,9 \cdot 10^{24} \text{ ядер}.$$

Соответственно, полная масса йода-131 в активной зоне:

$$M_I = \frac{A^I}{N_A} N_I = \frac{131}{6,02 \cdot 10^{23}} 2,9 \cdot 10^{24} = 633 \text{ г},$$

где A^I – атомный номер йода-131; N_A – число Авогадро.

В условиях равновесного состояния активность йода-131 равна мощности источника:

$$A_I = \lambda_I N_I = Q_I = 2,9 \cdot 10^{18} \text{ Вк} = 79 \text{ МКи}.$$

Напомним, что 1 Бк (беккерель) равен одному распаду в секунду:
 $3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк} = 1 \text{ Ки}.$

Другой предельный случай, относящийся к накоплению долгоживущего радионуклида, может быть продемонстрирован на примере цезия-137. Мощность источника образования цезия-137 для условий рассмотренного выше примера:

$$Q_{Cs} = \gamma_{Cs} \frac{W_T}{E_f} = 0,0615 \frac{3000}{3,2 \cdot 10^{-17}} = 5,77 \cdot 10^{18} \frac{\text{ядер}}{\text{с}}.$$

Предположим, что кампания топлива составляет три года. Тогда полное количество ядер цезия-137 в выгруженном топливе составит

$$N_{Cs} = Q_{Cs} t = 5,77 \cdot 10^{18} \cdot 3 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 = 5,45 \cdot 10^{26} \text{ ядер}.$$

а масса цезия-137

$$M_{\text{Cs}} = \frac{A^{\text{Cs}}}{N_{\text{A}}} N_{\text{Cs}} = \frac{137}{6.02 \cdot 10^{23}} 5,45 \cdot 10^{26} = 124 \cdot 10^3 \text{ г} = 124 \text{ кг}.$$

Постоянная распада цезия-137 $\lambda_{\text{Cs}} = 7,3 \cdot 10^{-10} \text{ с}^{-1}$. Откуда полная активность цезия равна $A_{\text{Cs}} = 7,3 \cdot 10^{-10} \cdot 5,45 \cdot 10^{26} = 40 \cdot 10^{16} \text{ Бк} = 10,8 \text{ МКи}$.

При непрерывной перегрузке топлива среднее количество цезия в активной зоне составляет половину от его выгружаемой величины.

По аналогии могут быть рассчитаны концентрации и массовые количества других биологически значимых радионуклидов в активной зоне реактора.

К биологически значимым радионуклидам относятся также актиноиды (изотопы плутония, америций-241, кюрий и пр.), образующиеся в результате радиационного захвата и радиоактивных распадов тяжелых ядер топлива, и тритий, накапливающийся как в топливе в результате тройного деления, так и в замедлителе – тяжелой воде в результате радиационного захвата на дейтерии.

7. ОПЫТ КРУПНЫХ АВАРИЙ НА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ

Более чем полувековая история мировой ядерной энергетики имеет в своем архиве достаточно большое количество аварийных ситуаций, требовавших аварийных остановов энергоблоков, которые в большинстве носили характер технических отказов во внешних системах энергооборудования и не затрагивали собственно ядерный реактор. Детали подавляющего большинства из инцидентов такого рода остались только в памяти и документах, доступных специалистам. Вместе с тем, особенно в первый период развития ядерной энергетики, имели место аварийные ситуации, связанные непосредственно с нарушениями в работе ядерных реакторов. Достаточно полный обзор и описание аварий на атомных электростанциях можно найти, например, в [6]. Опыт, накопленный в результате изучения причин и протекания аварий, учитывается при проектировании новых ядерно-энергетических установок и эксплуатации действующих АЭС. Чрезвычайно редкие инциденты на АЭС, представлявшие существенную потенциальную радиационную угрозу для окружающей среды и населения, давали основание для утвержде-

ний о достаточно высокой степени безопасности ядерной энергетики. Однако две крупные аварии на атомных станциях в США (Три-Майл-Айленд, 1979 г.) и в СССР (Чернобыль, 1986 г.) поколебали доверие общественного мнения к ядерной энергетике и заставили специалистов всерьез пересмотреть подходы и технические требования как к проектированию реакторов нового поколения, так и к эксплуатации действующих и перспективных ядерно-энергетических установок.

Обычно в числе крупных аварий, связанных с разрушением активной зоны, называют также аварию в Великобритании на реакторе в атомном центре Виндскейл (ныне Селлафилд), произошедшую в 1957 г. Строго говоря, эта авария не имеет прямого отношения к ядерной энергетике. Уран-графитовый реактор с воздушным охлаждением в Виндскейле был предназначен для производства оружейного плутония. Авария на этом реакторе знаменательна тем, что она никак не связана с цепной реакцией и процессами в ядерном топливе и произошла из-за неконтролируемого выделения большого количества аккумулированной энергии Вигнера в графите. Разогрев графита привел к разогреву и частичному разрушению покрытий тепловыделяющих элементов и выбросу радиоактивности в окружающую среду. Эта авария никак не повлияла на развитие ядерной энергетики в мире и в самой Великобритании.

Авария на АЭС Три-Майл-Айленд была первым серьезным потрясением для мировой общественности и специалистов, заставившим произвести серьезные переоценки реальной опасности и перспектив развития ядерной энергетики.

Авария произошла 28 марта 1979 г. на реакторе с водой под давлением (PWR). Подробное описание аварии можно найти, например, в [6]. Первичный отказ, повлекший за собой цепь событий, завершившихся разрушением активной зоны реактора, состоял в отключении питательных насосов 2-го контура, подающих воду в парогенераторы. В конструкции ядерной энергетической установки предусмотрены защитные меры на отказы этого типа. Автоматически отключился турбогенератор, и включилась аварийная система подачи питательной воды в парогенераторы. Однако при нормальной работе насосов аварийной системы вода в парогенераторы не поступила из-за закрытых задвижек у насосов, которые не были приведены в рабочее состояние после прошедшего ремонта. Нарушение режима работы парогенератора привело к росту давления в 1-м контуре, к аварийной остановке реактора и к сбросу части теплоносителя 1-го контура через разгрузочный клапан на компенсаторе давления. Из-за технической неисправности разгрузочный клапан

после падения давления в 1-м контуре не закрылся, что привело к значительной потере теплоносителя, вызвавшей срабатывание системы аварийного охлаждения активной зоны. Операторы, не понимая полностью сложившейся аварийной обстановки, отключили два из трех насосов системы аварийного охлаждения, что привело к падению уровня теплоносителя в реакторе, нарушению теплоотвода, росту температуры тепловыделяющих элементов, возникновению пароциркониевой реакции и, в конце концов, к разрушению активной зоны реактора. Вмешательство операторов в аварийный процесс, их не адекватные реальной ситуации действия усугубили аварию на реакторе. К счастью, наличие локализирующей системы в виде контейнента существенно ограничило выброс радиоактивности в окружающую среду и не привело к катастрофическим радиационным последствиям, хотя реактор оказался полностью разрушенным.

Авария на АЭС Три-Майл-Айленд продемонстрировала роль "человеческого фактора" как в виде нарушений регламента обслуживания станции (задвигки), так и виде ошибочных действий операторов в ходе аварийного процесса. Она показала, что незначительный технический отказ из-за неисправностей оборудования и "человеческого фактора" может привести к чрезвычайно тяжелым последствиям. Авария дала огромный фактический материал для зарубежных специалистов, который вылился в пересмотр технических решений и регламентов эксплуатации, в повышение уровня подготовки специалистов и др.

Спустя семь лет после аварии на АЭС Три-Майл-Айленд (26 апреля 1986 г.) произошла самая тяжелая авария с полным разрушением реактора типа РБМК и катастрофическими радиационными последствиями на Чернобыльской АЭС. Парадокс состоит в том, что авария возникла в ходе мероприятий, направленных на повышение безопасности реактора. Смысл мероприятий, выполнявшихся на реакторе, состоял в испытании системы обеспечения энергией циркуляционных насосов для охлаждения активной зоны в аварийных ситуациях за счет инерционного "выбега" турбогенератора. В результате нарушений в выполнении программы испытаний, а в основном из-за принципиальных недостатков в конструкции активной зоны и системы регулирования, испытания завершились взрывом реактора.

Один из основных дефектов конструкции активной зоны РБМК первого поколения, а именно – положительный коэффициент реактивности по паросодержанию в кипящем теплоносителе, рассмотрен в п. 2.2. Второй серьезный дефект относится к конструкции стержней управления с

вытеснителями. При подъеме стержней в верхнее положение поглощающая часть стержня замещается графитовым вытеснителем, назначение которого – уменьшить поглощение нейтронов в воде, охлаждающей каналы системы управления. Конструкция стержней с вытеснителями была такой, что при подъеме стержня в верхнее крайнее положение в нижней части (под вытеснителем) оставался столб воды высотой более одного метра. При опускании стержня в активную зону возникали два эффекта противоположных знаков. С одной стороны, ввод в активную зону поглотителя приводил к уменьшению плотности делений в ее верхней части, но, с другой стороны, вытеснение воды и замещение слабо поглощающим вытеснителем приводило к росту плотности делений в нижней части активной зоны. Суммарный эффект изменения реактивности в этой ситуации зависит от аксиального распределения плотности потока и ценности нейтронов. Если аксиальное распределение таково, что максимум плотности потока нейтронов находится в нижней части активной зоны, то в такой ситуации при опускании стержней возможен ввод положительной реактивности. Последствия такой ненормальной ситуации зависят от того, какое количество стержней, а по существу, какая по величине положительная реактивность введена в активную зону, и сколько времени продолжается это состояние.

Нарушения в графике выполнения программы испытаний на 4-м блоке Чернобыльской АЭС, сдвиг по времени начала испытаний, длительная работа на пониженном уровне мощности привели к тому, что к моменту проведения эксперимента с «выбегом» турбогенератора реактор оказался в состоянии значительного отравления ксеноном-135. Для компенсации ксенонового отравления большая часть стержней управления была поднята в верхнее положение, что создало потенциальную угрозу ввода положительной реактивности при их опускании. Неустойчивость и высокая чувствительность аксиального распределения плотности потока нейтронов к локальным возмущениям размножающих свойств создали реальные предпосылки к увеличению реактивности при опускании стержней и образованию зоны локальной надкритичности в нижней части реактора. В конструкции системы управления предусмотрены укороченные стержни управления, которые вводятся в активную зону снизу и в принципе были бы способны предотвратить возникновение опасной ситуации с образованием локальной надкритичности. Но эти стержни, используемые для управления аксиальным распределением плотности потока нейтронов и подавления пространственных ксеноновых колебаний, не были задействованы в режиме аварийной защиты.

Согласно имеющимся описаниям хода аварийного процесса, к началу испытаний тепловая мощность реактора составляла 200 МВт. Эксперимент по "выбегу" начался 26 марта 1986 г. в 1 ч 23 мин 04 с закрытием стопорно-регулирующих клапанов на входе в турбину турбогенератора № 8. В 1 ч 23 мин 40 с через 36 с после начала эксперимента оператором нажата кнопка АЗ-5 аварийной защиты реактора, по сигналу которой все стержни управления начали движение вниз. Скорость движения стержней в режиме аварийной защиты оказалась недопустимо низкой, около 0,4 м/с. Это привело к значительному росту энерговыделения в условиях мгновенной локальной надкритичности в нижней части активной зоны, разрушению коммуникаций теплоносителя, прекращению движения стержней управления, значительному росту реактивности за счет положительной обратной связи по паросодержанию и разгону на мгновенных нейтронах, завершившемся катастрофическим разрушением реактора и выбросом большого количества радиоактивных продуктов в окружающую среду.

У специалистов, уже более 15 лет занимающихся причинами, анализом и реконструкцией аварии, до сих пор имеются расхождения в описаниях и оценках деталей аварийного процесса, масштабов выброса радиоактивности, количества ядерного топлива и радиоактивных материалов, находящихся в разрушенном реакторе под саркофагом. Вместе с тем представляются достаточно ясными те предпосылки к аварии, которые связаны с дефектами конструкции реакторов РБМК 1-го поколения и с недостаточно четкими инструкциями по их эксплуатации. Можно, в частности, считать, что Чернобыльская авария дала яркий пример негативной роли "человеческого фактора" на стадии разработки концепции, проектирования и эксплуатации реактора. Следует отметить, что основные недостатки конструкции реакторов РБМК устранены в значительной мере в действующих блоках и практически полностью – в новом концептуальном проекте канального энергетического реактора МКЭР.

Одним из уроков Чернобыльской аварии был радикальный пересмотр отечественных норм и правил ядерной безопасности в направлении повышения и четкости требований к свойствам ядерных реакторов и систем их безопасности. С другой стороны, в мировом научном сообществе возникла, активно обсуждается и разрабатывается в разных формах идея реактора, обладающего свойствами "внутренней безопас-

ности". Хотя свойствами внутренней безопасности, или внутренней самозащищенности в той или иной степени обладают все современные действующие реакторы, речь идет о поиске решений, исключающих аварийное разрушение реактора на детерминистском уровне при любых исходных событиях. Существует ряд предложений, претендующих на этот уровень безопасности.

Можно заключить, что ядерная энергетика, пройдя через кризисный период, связанный с крупными авариями, недоверием общества, существенным пересмотром планов ее развития, накопила достаточно большой опыт, чтобы доказать свое право на существование и дальнейшее безопасное развитие в экономически оправданных масштабах. При этом следует иметь в виду не только принципиально новые разработки, но и модернизацию действующих реакторов и совершенствование проектов существующих традиционных концепций.

Внедрение принципа "культуры безопасности", включающего в себя квалификационную и психологическую подготовленность, самосознание ответственности за выполнение работ, влияющих на безопасность, повышение уровня подготовки эксплуатационного персонала, разработка и внедрение тренажеров для тренировки операторов, использование международного опыта способствовали безаварийной работе АЭС России и мира в течение длительного времени, прошедшего после Чернобыльской катастрофы.

Прошло 25 лет, и мир потрясла новая катастрофа на японской АЭС Фукусима-1. На этой одной из самых старых АЭС Японии эксплуатируются четыре кипящих реактора конструкции фирмы General Electric. Первый блок был пущен в 1971 г., задолго до аварии на Три-Майл-Айленд. Поскольку реакторы проектировались для эксплуатации в Японии, были предусмотрены меры по их безопасности в условиях сильных землетрясений. Предусмотрена также защита от цунами с высотой волны до 6 м. Как показывает многолетний опыт их эксплуатации, никаких серьезных проблем, связанных с землетрясениями, на АЭС не возникало.

11 марта 2011 года в 14 ч 46 мин произошло сильнейшее в истории Японии землетрясение силой 9,0-9,1 балла с эпицентром в Тихом океане в 70 км от берега. В момент начала землетрясения три реакторных блока, находившихся в работе, были остановлены аварийной защитой. Один из блоков в это время не работал, и топливо из него было выгру-

жено в хранилище. Главная задача после остановки реакторов - обеспечение отвода остаточного энерговыделения от топлива и предотвращение его разрушения. Судя по имеющейся информации, на первом этапе станция не претерпела серьёзных повреждений. Но вслед за землетрясением, спустя 30-40 мин, на станцию обрушилось цунами с высотой волны более 10 м, поразившее как базовые, так и аварийные источники энергоснабжения (дизель-генераторы), питавшие насосы аварийного охлаждения топлива. Пользуясь национальной терминологией [10], можно заключить, что стихия вывела из строя обеспечивающие системы безопасности, в функции которых входит снабжение энергией и создание условий для передачи генерируемого тепла к конечному поглотителю. С этого момента авария перешла в запроектную стадию. Отсутствие охлаждения привело к росту температуры топлива, росту давления, началу паро-циркониевой реакции с интенсивным образованием водорода. Во избежание разрушения корпусов часть пара вместе с водородом была сброшена под защитную оболочку и в атмосферу, где произошли взрывы гремучей смеси, сопровождавшиеся частичным разрушением зданий. Вместе с паром в окружающую среду выброшено большое количество газообразных продуктов деления из разрушенного топлива. Помимо реакторов поражено хранилище облучённого топлива. Произведена эвакуация населения из 30-километровой зоны вокруг станции. Принимаются меры по блокированию аварии, отводу тепла, предотвращению дальнейшего радиоактивного заражения.

На сегодняшний день ясно, что эта авария послужит ещё одним тяжёлым уроком и испытанием для мировой ядерной энергетики.

8. О КОНЦЕПЦИИ ВНУТРЕННЕЙ (ЕСТЕСТВЕННОЙ) БЕЗОПАСНОСТИ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Безопасность современных ядерных реакторов атомных станций обеспечивается следующими основными факторами:

совокупностью благоприятных физических свойств (обратных связей), обеспечивающих в той или иной мере самозащищённость реакторов во внештатных ситуациях;

высоким качеством и надёжностью элементов активной зоны и оборудования реактора;

наличием систем безопасности, способных предотвратить или существенно ограничить опасное развитие аварийных процессов; высокой квалификацией эксплуатационного персонала.

Можно с уверенностью прогнозировать, что по мере накопления опыта эксплуатации реакторов и совершенствования средств контроля за процессами в реакторах, роста качества и надежности оборудования и систем безопасности, дальнейшего развития и внедрения принципа культуры безопасности риск ядерных аварий на атомных станциях будет уменьшаться.

Реакторы современных типов, среди которых ведущее место занимают реакторы, охлаждаемые водяным теплоносителем, разрабатываются и будут доминировать в ядерной энергетике по крайней мере в первой половине XXI в. При проектировании реакторов следующего поколения на базе современных концепций, естественно, учитываются и устраняются те недостатки, которые выявлены в процессе эксплуатации реакторов первых поколений и могли бы проявить себя негативным образом в случае возникновения аварийных ситуаций. Расширяющиеся возможности математического моделирования позволяют выбрать и обосновать компоновки активных зон ядерных реакторов, обеспечивающих необходимые запасы технологических параметров реактора (теплонапряженность топлива, температуры, тепловые потоки и пр.) до их критических значений. Тем не менее в современных реакторах нельзя полностью исключить ни реактивных аварий, ни аварий с нарушением теплоотвода. Естественно, можно совершенствовать и повышать эффективность систем безопасности. В соответствии с современными представлениями в состав систем безопасности должны входить защитные системы, обеспечивающие надежное глушение реактора и аварийный теплоотвод от активной зоны; локализирующие системы, предотвращающие распространение радиоактивности в случае аварии; обеспечивающие системы, основная задача которых – обеспечение процесса подавления аварии рабочими средами и энергией; и управляющие системы, координирующие действия прочих систем. Как бы ни были совершенны системы безопасности – это технические устройства, надежность которых всегда конечна. Это означает, что при отказе в системах безопасности сохраняется риск тяжелой аварии.

Современный подход к количественному обоснованию безопасности ядерных реакторов базируется на вероятностном анализе безопасности. В "Общих положениях обеспечения безопасности атомных станций. ОПБ 88/97" (п. 4.2.2) сказано [10]: "Следует стремиться к тому, чтобы оцененное на основе вероятностного анализа безопасности значение суммарной вероятности тяжелых запроектных аварий не превышало 10^{-5} на реактор в год". Хотя в принципе за счет совершенствования систем безопасности можно любую современную реакторную концепцию довести до требуемого уровня, достижение этого показателя за счет эволюционных решений по конструкции реактора и повышению надежности систем безопасности может прийти в противоречие с экономическими критериями. В этой связи обсуждается возможность поиска концепции реактора, в которой тяжелая авария с разрушением активной зоны была бы исключена на детерминистическом уровне. Необходимость поиска новой концепции (или концепций) связана еще и с тем, что, во-первых, ядерная энергетика рано или поздно будет вынуждена перейти на новые виды ядерного топлива (плутоний, уран-233), для которых современные реакторы менее приспособлены или менее эффективны, а во-вторых, в будущем можно ожидать распространения ядерной энергетика на другие сферы энергопроизводства: теплоснабжение, транспорт, малая энергетика, получение высокотемпературного тепла для технологических процессов и др., которые могут предъявить более высокие требования по уровню безопасности.

Проблема по существу состоит в том, чтобы гипотетический реактор, претендующий на уровень естественной безопасности, не мог выйти из-под контроля и разогнаться до недопустимых пределов, и чтобы в нем был обеспечен гарантированный теплоотвод, исключающий разрушение топлива при тяжелых авариях. Поиск концепций реакторов, обладающих естественной безопасностью, идет по двум направлениям:

совершенствование активных зон и средств воздействия на реактивность с целью придания им необходимых свойств безопасности;

разработка и совершенствование собственно систем безопасности с целью повышения их надежности.

Современные требования по безопасности, которые можно отнести как к эволюционным, так и к инновационным проектам, достаточно четко сформулированы в "Общих положениях обеспечения безопасно-

сти атомных станций. ОПБ 88/97" [10]. Обратим внимание на две выдержки (пп. 4.1.7 и 4.2.3) из этого документа, касающиеся активных зон и систем безопасности:

"При проектировании систем (элементов) АС (атомной станции) и РУ (реакторной установки) должно отдаваться предпочтение системам (элементам), устройство которых основано на пассивном принципе действия и свойствах внутренней самозащищенности (саморегулирование, тепловая инерционность и другие естественные процессы)". Это означает, что в перспективных проектах должны по возможности исключаться активные системы (элементы), функционирование которых зависит от нормальной работы других систем (элементов), например от источников энергоснабжения и пр.; в качестве примеров пассивных систем (элементов), участвующих в обеспечении безопасности реактора, можно назвать отрицательные обратные связи по температурам топлива и теплоносителя, естественную циркуляцию теплоносителя и др.;

"Активная зона вместе со всеми ее элементами, влияющими на реактивность, должна быть спроектирована таким образом, чтобы любые изменения реактивности с помощью органов регулирования и эффектов реактивности в эксплуатационных состояниях и при проектных и за-проектных авариях не вызывали неуправляемого роста энерговыделения в активной зоне, приводящего к повреждению твэлов сверх установленных проектных пределов".

Сформулированные требования открывают широкие возможности для поисковых исследований и разработок, направленных на обоснование новых концепций ядерных реакторов, обладающих свойствами естественной безопасности. В настоящее время существует и обсуждается ряд разработок такого рода [6]. Могут представлять интерес различные технические решения, направленные на повышение безопасности.

Одним из существенных элементов современных энергетических реакторов, охлаждаемых водяным теплоносителем, является наличие контура принудительной циркуляции теплоносителя. Конечная вероятность разрыва трубопроводов 1-го контура и возможные отказы циркуляционных насосов приводят к риску нарушения условий нормального теплоотвода от топлива, к потере теплоносителя и к аварийной ситуации. В существующем проекте атомной станции теплоснабжения (АСТ) такая аварийная ситуация практически исключена. В реакторе приме-

нена так называемая "интегральная" компоновка: весь первый контур, включая теплообменники, помещен в прочный корпус, несущий давление. За пределы корпуса выходят только трубопроводы второго контура. В реакторе отсутствуют циркуляционные насосы, движение теплоносителя через активную зону осуществляется за счет естественной циркуляции (пассивная система теплоотвода). Чтобы до предела уменьшить риск потери теплоносителя в случае нарушения герметичности корпуса, несущего давление, применен наружный "страховочный" корпус, не допускающий падения уровня воды в реакторе ниже верхнего края активной зоны.

На основе решений, принятых в проекте АСТ, разработан проект реактора повышенной безопасности для атомных станций ВПБЭР-640. В этом проекте также применена интегральная компоновка со страховочным корпусом, но с принудительной циркуляцией теплоносителя.

Страховочные корпуса в сочетании с интегральной компоновкой применяются также в реакторах на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением.

Интересное решение реактора повышенной безопасности, включая защиту топлива от разрушения, предложено в проекте модульного высокотемпературного реактора с газовым (гелиевым) теплоносителем ГТ-МГР. Во-первых, реактор не имеет большого запаса реактивности благодаря непрерывной перегрузке топлива в виде шаровых твэлов. Во-вторых, реактор имеет отрицательный коэффициент реактивности (пассивный элемент), обеспечивающий стабильную работу на мощности. В третьих, диаметр активной зоны и корпуса выбран из условия, чтобы в случае потери теплоносителя остаточное тепловыделение отводилось механизмами теплопроводности и излучения непосредственно через стенку корпуса (пассивная система).

Оригинальная концепция, претендующая на предельную внутреннюю безопасность (проект PIUS), разработана в Швеции. Реактор PIUS имеет двойной корпус. Активная зона помещена во внутренний корпус и охлаждается водой, циркулирующей по первому контуру. Внешний корпус реактора заполнен водой с повышенной концентрацией борной кислоты. Первый контур сообщается с раствором борной кислоты через гидрозатворы. При нормальной работе реактора вода-теплоноситель циркулирует по первому контуру, не смешиваясь с борным раствором.

При любых нарушениях нормальной циркуляции, сопровождающихся падением давления в первом контуре, борный раствор через гидрозатворы попадает в активную зону, прекращает цепную реакцию и обеспечивает отвод остаточного тепловыделения (пассивная система).

В России (в НИКИЭТ) разработан проект реактора на быстрых нейтронах со свинцовым теплоносителем БРЕСТ, претендующий на уровень естественной безопасности. Активная зона реактора обладает коэффициентом воспроизводства, близким к единице, что обеспечивает стабильность ее размножающих свойств и отсутствие большого, превышающего долю запаздывающих нейтронов, запаса реактивности. Интегральная компоновка реактора исключает потерю теплоносителя – свинца. Высокая температура кипения свинца исключает возникновение положительной обратной связи по плотности теплоносителя, аналогичной натриево-му пустотному эффекту в реакторах с натриевым охлаждением.

Существует еще одно интересное направление поисков концепции реактора с внутренней (естественной) безопасностью на основе подкритического реактора, управляемого внешним источником нейтронов – ускорителем. Предполагается, что подкритичность реактора, составляющая несколько (3–5) процентов, в принципе исключит возможность его неконтролируемого разгона. При этом собственные затраты энергии на питание ускорителя будут достаточно умеренными. Правда, следует заметить, что в этом варианте не исключается вероятность разрушения активной зоны, связанная с потерей теплоносителя. Необходимы дополнительные меры, предотвращающие и такую возможность. В концепции реактора, управляемого ускорителем, существует еще одна важная проблема: надежность самого ускорителя как средства управления реактором.

Приведенные примеры далеко не исчерпывают всех физических и технических решений, имеющих целью разработку концепций и проектов реакторов, обладающих свойствами повышенной безопасности. Вместе с тем они демонстрируют направления поисков и некоторые технические идеи в решении поставленной задачи.

Проблема разработки новых концепций реакторов, обладающих свойствами внутренней безопасности, остается актуальной и предоставляет широкие возможности для поисковых исследований. Естественно, было бы интересно и перспективно найти такие новые и эффективные решения в рамках феномена критичности. Судя по приведенным примерам, такие поиски могут быть достаточно плодотворными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реакторы различного целевого назначения могут иметь свои специфические особенности конструкций, свои специфические критерии и требования по безопасности, но в любом случае их поведение подчиняется общим физическим законам, основы которых изложены в настоящем пособии.

Простые физические модели полезны как при постановке задач, так и при интерпретации результатов численного моделирования. Физические основы и модели процессов необходимы при анализе информации, получаемой в ходе эксплуатации ядерно-энергетических установок. Понимание физических процессов, протекающих в ядерных реакторах, является необходимой составной частью профессиональной подготовки эксплуатационного персонала, ответственного за безопасность, важным элементом "культуры безопасности".

В настоящее время разработано большое количество программ, позволяющих осуществить численное моделирование и получить достаточно надежные количественные характеристики нестационарных процессов в реакторах различных типов. Но следует заметить, что поиск и обоснование технических решений не всегда сводятся к получению количественного значения того или иного параметра установки. Новая техническая идея может рождаться на основе глубокого понимания и качественного анализа физических процессов на уровне достаточно простых физических моделей, в том числе и рассмотренных в данном пособии. При необходимости и возможности та или иная идея, то или иное решение могут быть проверены с помощью более детального численного моделирования.

ЗАДАЧИ И УПРАЖНЕНИЯ

1. Рассчитать время жизни тепловых нейтронов в графите и воде при следующих исходных данных: плотность графита $\gamma_C = 1,7 \text{ г/см}^3$; микросечение захвата $\sigma_c^C = 4 \cdot 10^{-3} \text{ б}$; плотность воды $\gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 1,0 \text{ г/см}^3$; микросечение захвата на молекулу воды $\sigma_c^{\text{H}_2\text{O}} = 0,66 \text{ б}$; скорость нейтронов $v = 2200 \text{ м/с}$. Найти время жизни нейтронов в гомогенной смеси ядерного топлива и замедлителя (графита или воды) при величине коэффициента использования тепловых нейтронов $\theta = 0,9$.

2. Пользуясь выражениями (1.23) и (1.24) для асимптотического и переходного периодов в модели с одной группой эмиттеров запаздывающих нейтронов и результатами первой задачи, рассчитать значения периодов T_1 и T_2 при положительной и отрицательной реактивности, равной $0,1\beta$; $0,2\beta$; $0,3\beta$; $0,4\beta$; $0,5\beta$. Среднюю величину постоянной распада эмиттеров λ принять равной $0,076 \text{ с}^{-1}$. Доля запаздывающих нейтронов $\beta = 0,0065$.

3. Предположим, что в реактор, в котором время жизни нейтронов составляет 10^{-4} с , скачком введена реактивность, равная $0,2\beta$. Используя выражение (1.25), оценить время, по истечении которого вклад второго слагаемого составит не более 1 % от суммарной плотности нейтронов.

4. Предположим, что в реактор скачкообразно введена относительная реактивность ρ/β , равная $0,1$; $0,2$; $0,3$. Оценить время, по истечении которого плотность нейтронов в реакторе удвоится. При расчётах воспользоваться моделью "нулевого времени жизни мгновенных нейтронов". Как изменится концентрация эмиттеров за это же время?

5. Необходимо перевести реактор со стабильного уровня плотности нейтронов n_1 на стабильный уровень n_2 , равный $2n_1$. Рассчитать переходный процесс при скачкообразном введении и выведении реактивности, равной $0,2\beta$. Рассчитать аналогичный процесс при снижении плотности нейтронов с n_1 до $n_2 = 0,5n_1$.

6. Решить задачу об изменении плотности нейтронов при линейном во времени изменении реактивности: $\rho(t) = \rho_0 + a \cdot t$. При решении воспользоваться моделью "нулевого времени жизни мгновенных нейтронов" (моделью "мгновенного скачка"). Доказать соотношения (1.46) и (1.47).

7. Требуется перевести реактор с уровня мощности (плотности нейтронов) n_1 на уровень $n_2 = 2n_1$. В распоряжении оператора имеется регулятор, весящий $0,2\beta$ и способный изменять (увеличивать или уменьшать) реактивность по линейному закону с постоянной скоростью, равной $0,01 \beta/\text{с}$. Рассчитать переходный процесс, проанализировать изменение реактивности и мощности, найти максимальную мощность и полное время переходного процесса. Рассчитать и проанализировать аналогичный вариант со снижением мощности с уровня n_1 до уровня $n_2 = 0,5n_1$.

8. Требуется перевести реактор с уровня мощности n_1 на уровень $n_2 = 2n_1$ при условии, что мощность должна изменяться по линейному закону: $n(t) = n_1 + b \cdot t$. В распоряжении оператора имеется регулятор, весящий $0,2\beta$ и способный изменять реактивность произвольным образом. Решить обратную задачу и найти закон изменения реактивности, обеспечивающий требуемые условия. Решить аналогичную задачу для случая снижения мощности по линейному закону с n_1 до $n_2 = 0,5n_1$.

9. В процессе работы реактора изменяется нуклидный состав топлива, что ведёт к изменению доли запаздывающих нейтронов. Рассчитать среднюю долю запаздывающих нейтронов для случая, когда уран-235 и плутоний-239 присутствуют в топливе в равных количествах. Сечения деления при энергии нейтронов $0,025 \text{ эВ}$ ($T = 293 \text{ К}$) для урана-235 и плутония-239 равны соответственно 583 и 744 б, выходы нейтронов на акт деления (ν_f) равны 2,42 и 2,86. Как изменится средняя доля запаздывающих нейтронов при увеличении температуры нейтронов до 1000 К ? Соответствующие сечения для урана и плутония при этой температуре равны 260 и 913 б. Как изменится асимптотический период при одинаковом перемещении стержня регулирования, если в "холодном" состоянии его вес был равен $0,2\beta$?

10. В реактор, в котором время жизни мгновенных нейтронов равно 10^{-5} с , а доля запаздывающих нейтронов составляет 0,0065, введена положительная реактивность, равная β . Найти период разгона реактора на основе модели с одной группой эмиттеров.

11. Подкритический реактор с исходной отрицательной реактивностью, равной $-0,02$ и внешним источником нейтронов мощностью S

переводится в новое стационарное подкритическое состояние двумя различными способами:

а) скачкообразным увеличением реактивности до значения $-0,01$ при неизменном источнике;

б) увеличением мощности источника до величины $2S$ при неизменной реактивности.

Построить и сравнить между собой два варианта переходных процессов. При решении допустимо воспользоваться моделью "мгновенного скачка".

12. Плоский одномерный реактор с размером активной зоны $H/M = 50$ и избыточным запасом реактивности находится в стационарном критическом состоянии и за счёт неравномерного размещения стержней регулирования скомпенсирован таким образом, что распределение плотности нейтронов в нём имеет вид

$$n(x) = A_0(\sin \pi x / H + 0,5 \sin 2\pi x / H).$$

В момент $t = 0$ регуляторы перемещаются и занимают равномерное положение так, что активная зона становится однородной, а введенная регуляторами реактивность (по основной гармонике) равна $0; 0,2\beta; -0,2\beta$ ($\beta = 0,0065$). Найти постоянную времени релаксации первой гармоники и время, при котором значения плотности нейтронов в симметричных точках активной зоны $x = H/4$ и $x = 3H/4$ будут отличаться менее, чем на 1 %.

13. Рассчитать связь между асимптотическим периодом и реактивностью (используя формулы "Обратных часов") в моделях с одной и шестью группами эмиттеров запаздывающих нейтронов в диапазоне изменения ρ/β от -1 до $+1$. Дать объяснение расхождению между моделями. Рассчитать эффективную величину постоянной распада эмиттеров для модели с одной группой эмиттеров, обеспечивающую совпадение асимптотических периодов при расчёте с "точной" шестигрупповой моделью.

14. Рассчитать и построить в виде гистограмм по шести группам спектры относительных концентраций эмиттеров C_i и спектры эмиссии запаздывающих нейтронов $\lambda_i C_i$ при значениях асимптотических периодов T , равных $\infty; 1000; 100; 50; 10; -100; -1000$ с. Найти среднюю величину постоянной распада и среднее время жизни эмиттеров для каждого из вариантов.

15. Доказать, что асимптотический отрицательный период при сколь угодно большой отрицательной реактивности не может быть меньше времени жизни самой долгоживущей группы эмиттеров.

16. Рассчитать коэффициент реактивности по температуре топлива для реакторов с величиной вероятности избежать резонансного захвата на уране-238 φ , равной 0,9; 0,8; 0,7 при исходной температуре топлива T , равной 300; 1000; 2000 К. Рассчитать изменение температуры топлива, приводящее к изменению реактивности на величину β для каждого из вариантов для случаев уранового ($\beta = 0,0065$) и плутониевого ($\beta = 0,0021$) топлива.

17. Рассчитать коэффициент реактивности по плотности и температуре теплоносителя в реакторе ВВЭР при следующих исходных данных: $\varphi = 0,75$; $\theta = 0,9$; 0,8; 0,7; $T_{Т/Н} = 573$ К; $\gamma_{Т/Н} = 0,71$ г/см³; $\gamma_{Т/Н}/dT_{Т/Н} = -1,75 \cdot 10^{-3}$ г/см³ · К. Рассчитать изменение температуры теплоносителя, приводящее к изменению реактивности на величину β для случаев уранового и плутониевого топлива.

18. Определить допустимую концентрацию бора в теплоносителе ВВЭР, не приводящую к появлению положительного коэффициента реактивности по температуре теплоносителя. Исходные данные: $\varphi = 0,75$; $\theta_{(\text{без бора})} = 0,9$; 0,95; $\gamma_{Т/Н} = 0,71$ г/см³. Микросечения захвата при $E = 0,025$ эВ: для водорода $\sigma_c = 0,33$ б; для бора $\sigma_c = 760$ б.

19. Используя модель Нордгейма – Фукса, определить параметры нейтронной вспышки (энергия, максимальная мощность, температура топлива, длительность) при мгновенном вводе положительной реактивности при следующих исходных данных:

реактивность $\rho = 5\beta$, 7β , 10β .

время жизни мгновенных нейтронов $\Lambda = 10^{-5}$ и 10^{-6} с;

коэффициент реактивности $\alpha_T = -10^{-5}$, $3 \cdot 10^{-5}$ 1/К;

масса топлива $m_T = 100$ т;

теплоёмкость топлива $C_T = 300$ кДж/т · К.

Перевести энергию вспышки в эквивалентную массу тринитротолуола (ТНТ) при условии, что 1 т ТНТ эквивалентна $4,2 \cdot 10^9$ Дж.

20. Рассчитать и построить границу устойчивости по ксенону пространственного распределения поля нейтронов в плоском одномерном реакторе с идеальным отражателем как функцию размера реактора H/M от величины плотности потока нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
2. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1975.
3. Емельянов И.Я., Ефанов А.И., Константинов Л.В. Научно-технические основы управления ядерными реакторами. М.: Энергоиздат, 1981.
4. Саркисов А.А., Пучков В.Н. Физика переходных процессов в ядерных реакторах. М.: Энергоатомиздат, 1983.
5. Дементьев Б.А. Кинетика и регулирование ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
6. Самойлов О.Б., Усынин Г.Б., Бахметьев А.М. Безопасность ядерных энергетических установок. М.: Энергоатомиздат, 1989.
7. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Энергоатомиздат, 1990.
8. Уолтер А., Рейнольдс А. Реакторы – размножители на быстрых нейтронах. М.: Энергоатомиздат, 1986.
9. Кипин Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.
10. Общие положения обеспечения безопасности атомных станций. ОПБ – 88/97 (Официальный документ). М., Госатомнадзор.
11. Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций. НП – 82 – 07 (Официальный документ) НТЦ ЯРБ 2007.
12. Наумов В.И. К обоснованию использования модели точечной кинетики при скачках реактивности // Известия вузов. Ядерная энергетика. 1995. № 4.
13. Овчинников Ф.Я., Семенов В.В. Эксплуатационные режимы ВВЭР. М.: Энергоатомиздат, 1988.
14. Доллежал Н.А., Емельянов И.Я. Канальный ядерный энергетический реактор. М.: Атомиздат, 1980.
15. Наумов В.И., Смирнов В.Е. Моделирование нестационарных и аварийных процессов в ядерных энергетических установках: Лабораторный практикум. М.: МИФИ, 2007.
16. Горяченко В.Д. Методы исследования устойчивости ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1977.
17. Глушков Е.С., Демин В.Е., Пономарев – Степной Н.Н., Хрулев А.А. Тепловыделение в ядерном реакторе. М.: Энергоатомиздат, 1985.